

Reversible Strukturierung von
Sillenit-Kristallen –
Selbstfokussierung und
Wellenfrontspeicherung als Anwendungen des
photorefraktiven Effekts

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der
Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von

Diplom-Physikerin Evelin Weidner

geboren am 4. Juli 1976 in Suhl (Thüringen)

Gutachter:

1. Prof. Dr. Richard Kowarschik

Institut für Angewandte Optik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

2. Prof. Dr. Cornelia Denz

Institut für Angewandte Physik
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

3. Prof. Dr. Theo Tschudi

Institut für Angewandte Physik
Technische Universität Darmstadt

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 30. Januar 2006

Tag der öffentlichen Verteidigung: 7. Februar 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Photorefraktive Strukturierung von Silleniten	5
2.1	Photorefraktivität – Prinzipielle Aspekte	5
2.2	Photorefraktive Solitonen – Einführung	6
2.2.1	Kurzer historischer Abriß – Stand der Forschung	9
2.2.2	Optische Solitonen	10
2.3	Wellenfrontspeicherung für die Interferometrie – Einführung	11
3	Photorefraktiver Effekt	14
3.1	Kukhtarev-Gleichungen	14
3.2	Eindimensionaler stationärer Fall	17
3.3	Propagationsgleichung	20
3.3.1	Pockelseffekt	20
3.3.2	Wellengleichung	21
3.3.3	Natürliche und induzierte Doppelbrechung in Silleniten	23
3.4	Zeitliche Analyse	24
3.5	Gekoppelte Wellengleichungen	25
3.6	Volumengitter und Zweiwellenmischung	26
4	Experimentelle Realisierung	29
4.1	Der $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ -Kristall	29
4.2	Der $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ -Kristall	34
4.3	Selbstfokussierung in BTO	35
4.3.1	Parameterbereiche	35
4.3.2	Experimentelle Anordnung zur Erzeugung von räumlichen Solitonen in BTO	38
4.3.3	Beobachtungsmethode	41
4.4	Wellenfrontspeicherung in BGO	43
4.4.1	Aufbau der holographischen Kamera	43

4.4.2	Aufnahmemethoden	46
5	Selbstfokussierung in BTO – Experimentelle Resultate und Analyse	48
5.1	Zirkulare Polarisation des Signalbündels	48
5.1.1	Generelle Erscheinung und Dynamik des Selbstfokussierungsprozesses	49
5.1.2	Selbstablenkung des Bündels	51
5.1.3	Polarität des externen Feldes	53
5.1.4	Feldabhängigkeit der Selbstfokussierung	55
5.1.5	Einfluß der Signal- und Hintergrundintensitäten	60
5.1.6	Reproduzierbarkeit der Messungen	66
5.1.7	Zusammenfassung	67
5.2	Lineare Polarisation des Signalbündels	68
5.2.1	Allgemeines	68
5.2.2	Dynamik	68
5.2.3	Bündelablenkung	70
5.2.4	Hohe Intensitäten	71
5.2.5	Zusammenfassung	74
5.3	Ausblick	75
5.3.1	Parallel kopropagierende, zueinander inkohärente Bündel	75
5.3.2	Zweistrahlinterferenz	78
5.3.3	Schlußfolgerungen	79
6	Interferometrische Kamera mit Wellenfrontspeicherung in BGO	80
6.1	Doppelbelichtungs-Interferometrie	80
6.2	Echtzeit-Interferometrie	82
6.3	Wellenfrontspeicherung mit höherer Kapazität	84
6.4	Schlußfolgerungen	85
7	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	88
	Literaturverzeichnis	91

Kapitel 1

Einführung

Zwei wichtige Domänen der nichtlinearen Optik sind die nichtlineare Strukturierung optischer Materialien sowie die optische Datenspeicherung und Informationsübertragung. Die Strukturierung besteht in der Einbringung von Brechungsindexinhomogenitäten in das Medium über die nichtlineare Wechselwirkung von Licht und Material. Sie ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Steuerung, Schaltung und Führung von Licht und damit zur Beeinflussung von dessen Propagation.

Die Materialstrukturierung kann dabei reversibel oder irreversibel erfolgen. Zum letzteren Fall gehört das Einschreiben von Wellenleitern und einfachen optischen Bauelementen, wie Verzweiger oder Koppler, z. B. mittels energiereicher Laserpulse oder der Elektronenstrahl-Lithographie. Die reversible Veränderung der Materialstruktur dagegen besitzt natürlich einen offensichtlichen Vorteil: Durch die Reversibilität ist sie auch gleichzeitig *adaptiv*, d. h. sie kann den jeweiligen, aktuellen Bedürfnissen beliebig oft angepasst werden.

Räumliche Solitonen erweisen sich hierfür als aussichtsreiche Kandidaten. Es handelt sich hierbei um die Propagation von Lichtbündeln, deren normale Beugung durch eine selbstfokussierende Nichtlinearität, wie die Photorefraktivität, exakt kompensiert wird. Im Hinblick auf die Realisierung optischer Elemente sind Wechselwirkungen zwischen Solitonen von besonderem Interesse, sowohl in einer als auch in zwei transversalen Dimensionen. Räumliche Solitonen haben zahlreiche potentielle Anwendungen in der Photonik sowie in der Telekommunikation. Es lassen sich z. B. lichtführende und steuernde Funktionselemente wie Schalter und Verzweiger auf rein optischem Wege – und deshalb parallel und extrem schnell – realisieren, beispielsweise in optischen Telekommunikationsnetzen.

Für die optische Datenspeicherung gilt das Argument der Parallelität natürlich ebenfalls. Durch Kodierungstechniken wie Wellenlängen- oder Winkelmultiplexing lassen sich theoretisch Speicherkapazitäten in photorefraktiven Kristallen von bis zu TB/cm^3 erreichen. Um die gespeicherten Daten auch auslesen zu können, z. B. im Falle

der zeitaufgelösten Interferometrie, muß der Beugungswirkungsgrad pro eingeschriebenem Hologramm ausreichend groß sein. Dies läßt sich beispielsweise durch Reduktion des Streulichts und Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses erreichen.

Beide Aspekte – Materialstrukturierung und Datenspeicherung – sind selbstverständlich miteinander verknüpft, geht es doch stets um die Beeinflussung der Materialeigenschaften durch Licht und *vice versa*.

Unter den elektrooptischen Kristallen zeichnen sich die Sillenite durch besondere Eigenschaften aus. Sie sind hinsichtlich der eingetragenen Energiedichte ($\sim 1 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$) [1] sehr empfindlich über einen weiten Spektralbereich und eignen sich deshalb hervorragend für Anwendungen, bei welchen nur begrenzte Energiedichten eingesetzt werden und die Responsezeiten dennoch nicht zu lang sein sollen. Ebenfalls kennzeichnend sind eine starke Photoleitfähigkeit sowie eine gute Photorefraktivität. Sie sind weiterhin relativ einfach zu züchten, in großen Blöcken (einige cm) verfügbar und preiswert.

Die u. a. den Silleniten eigene optische Aktivität ist eine material- und wellenlängenabhängige Polarisationsdoppelbrechung, die in den meisten Fällen nicht erwünscht ist. Sie führt i. a. dazu, daß die physikalischen Eigenschaften des Kristalls auf der Propagationslänge der Lichtwelle periodisch variieren, z. B. der photorefraktive Gain Γ oder der effektive elektrooptische Koeffizient r_{eff} . Durch geeignete Wahl der Polarisation der eingesetzten optischen Felder läßt sich der Effekt der optischen Aktivität jedoch minimieren.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin zu zeigen, daß sich die Sillenit-Kristalle sehr gut für zwei Anwendungen des photorefraktiven Effekts eignen, nämlich

- die Erzeugung von räumlichen Solitonen und Selbstfokussierung sowie
- als Wellenfrontspeicher als Teil einer holographischen Kamera zur Aufnahme von Ereignissen im Bereich von μs – ms.

In beiden Fällen ist die eingebrachte Indexmodulation reversibel. Besonders im Hinblick auf die photorefraktiven Solitonen haben wir deshalb ein relativ leicht zu handhabendes Modellsystem zur Verfügung, welches es erlaubt, die Physik und die Eigenschaften solitärer Strukturen in Silleniten zu studieren und auf kompliziertere bzw. experimentell anspruchsvollere Anordnungen zu übertragen, z. B. photonische Kristalle oder Wellenleiterarrays in Polymeren und Glasmaterialien. Weiterhin gibt es bezüglich der experimentellen Implementierung räumlicher Solitonen in Silleniten noch zahlreiche offene Fragen, z. B. bezüglich des Einflusses der Polarisation auf die Stärke und Dynamik des Selbstfokussierungsprozesses und die Stabilität bzw. die Lebensdauer der solitonenartigen Strukturen. Insbesondere zur adaptiven oder auch fixierten Strukturierung von nichtlinearen Materialien sind die Stabilität der Solitonen und die Reproduzierbarkeit

ihres Formierungsprozesses wichtig. Ebenso physikalisch interessant ist die Problematik der Wechselwirkungen von Solitonen innerhalb zweidimensionaler Anordnungen (Koppler usw.) oder photonischer Gitter. Wir möchten in dieser Arbeit die experimentellen Parameter, wie externes elektrisches Feld, Signalintensität, Polarisierung und Hintergrundbeleuchtung, ermitteln, die zu einer stabilen, langlebigen und reproduzierbaren Selbstfokussierung führen. Die Untersuchungen werden in einem BTO-Kristall durchgeführt, weil dieser, neben den oben erwähnten Vorteilen, unter den Silleniten die kleinste optische Aktivität aufweist. Wir verfügen über sogenannte faserähnliche Kristalle, die lang in Propagationsrichtung ($\approx 2\text{ cm}$) sind, d. h. das Lichtbündel propagiert über viele Beugungslängen und durchquert deshalb aufgrund der optischen Aktivität viele Perioden mit Nichtlinearitäten mit verschiedenen Vorzeichen bzw. lineare Bereiche.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit einem Doppelbelichtungsinterferometer, dessen Speichermedium ein BGO-Kristall ist. BGO besitzt ähnliche Eigenschaften wie BTO und wird deshalb in dieser Anwendung implementiert. Mit Hilfe einer winkeldiodierten Referenz erlaubt dies die zeitaufgelöste Aufnahme von Ereignissen, die schneller sind als die Aufnahmegeschwindigkeit von CCD-Kameras. Wir möchten zeigen, wie diese Wellenfrontspeicherung, zusammen mit einer Anordnung von Referenz- und Objektbündeln in einem rechten Winkel, zu einem optimierten System im Impulsregime beitragen kann, dessen Kapazität sich anhand der Ergebnisse ableiten läßt, die man mit einem kontinuierlichen Laser und zwei Referenzbündeln erreicht.

Den Hauptanteil dieser Arbeit stellt der erste Punkt dar, die Selbstfokussierung in BTO. Dies hat den einfachen Grund, daß auf dem Gebiet der räumlichen Solitonen im allgemeinen und bezüglich der Sillenit-Kristalle im besonderen noch viel mehr offene Fragen bestehen als im Bereich der Holographie und Interferometrie.

Das vorliegende Manuskript enthält neben dieser Einführung sechs Kapitel, deren Inhalt hier kurz vorgestellt werden soll.

Das **zweite Kapitel** dient einer Einführung in die prinzipiellen Aspekte der Photorefraktivität. Wir stellen den Stand der Forschung auf dem Gebiet der photorefraktiven Solitonen vor und ordnen unser Vorhaben darin ein. Weiterhin erläutern wir, welche Vorteile die Wellenfrontspeicherung in einem photorefraktiven Kristall für die Interferometrie bietet, insbesondere in der 90° -Konfiguration.

Das **dritte Kapitel** stellt die theoretische Beschreibung der Propagation eines einzelnen, kontinuierlichen Bündels sowie die Wellenkopplung in photorefraktiven Medien vor, unter Beachtung der optischen Aktivität. Der photorefraktive Effekt wird beschrieben anhand des Bandtransportmodells von Kukhtarev et al. [2].

Im **vierten Kapitel** erläutern wir die experimentelle Realisierung der Selbstfokus-

sierung in BTO als auch der Weelenfrontspeicherung in BGO. Wir beschreiben die einzelnen Elemente der Aufbauten und gehen auf die jeweils angewendeten Meßmethoden und Fehlerquellen ein. Besonderes Interesse gilt dabei den Eigenschaften der eingesetzten Kristalle.

Den Ergebnissen der Experimente zur Selbstfokussierung in BTO und deren Analyse widmet sich das **fünfte Kapitel**. Wir ermitteln die optimalen externen Parameter zur Erzeugung räumlicher Solitonen in unseren BTO-Kristallen.

Die Qualität der Interferogramme, aufgenommen mit der holographischen Kamera, beurteilen wir im **sechsten Kapitel**. Weiterhin führen wir anhand der Eigenschaften der eingeschriebenen Interferogramme eine Extrapolation zu möglichen Speicherkapazitäten von einigen zehn Hologrammen durch, indem wir die Anzahl der maximal einschreib- und auslesbaren Hologramme bestimmen.

Das **letzte Kapitel** soll die wichtigsten Aussagen und das Erreichte dieser Dissertation noch einmal übersichtlich zusammenfassen.

Kapitel 2

Photorefraktive Strukturierung von Silleniten

2.1 Photorefraktivität – Prinzipielle Aspekte

Die Photorefraktivität hat in den letzten Jahrzehnten seit ihrer Entdeckung enorm an Bedeutung gewonnen. Diese resultiert vor allen Dingen aus seinem wichtigen Charakteristikum, einer der hochempfindlichsten Effekte der nichtlinearen Optik zu sein, da er bereits auf optische Leistungen ab einigen nW mit Antwortzeiten im ms-Bereich anspricht. 1966 von Ashkin et al. in den Bell Laboratories erstmals beobachtet und zunächst als *optical damage* bezeichnet [3], sind heute bereits zahlreiche Anwendungen realisiert worden, die u. a. zu wichtigen optischen Funktionselementen geführt haben. Dazu zählen z. B. Neuigkeitsfilter, Verstärker zur Strahlformung, phasenkonjugierende Spiegel oder Hoch- und Tiefpaßfilter. Signalverstärkung, optische Informationsspeicherung und -verarbeitung, (dynamische) holographische Speicherung, *optical interconnects*, Ringoszillatoren und *spatial light modulators* sind weitere Beispiele [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Der photorefraktive Effekt wurde seitdem in vielen elektrooptischen Kristallen untersucht, wie den Perovskiten (BaTiO_3 , KNbO_3), den Silleniten ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$), den Wolfram-Bronze-Kristallen ($\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$), in Halbleitern (GaAs, CdTe) sowie in einigen organischen Materialien. Auch die Photopolymere haben in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen, da sich mit ihnen Anwendungen realisieren lassen, bei denen relativ große Indexmodulationen ($\sim 10^{-4}$ – 10^{-2}) erforderlich sind. Photorefraktive Materialien zeichnen sich zudem durch eine sehr hohe Speicherkapazität sowie eine geringe Responsezeit (ms) aus [4].

Der photorefraktive Effekt tritt in Materialien auf, die sowohl elektrooptisch als auch photoleitend sind. Wird das Material beleuchtet, so werden freie Ladungsträger (Elektronen ins Leitungsband oder Löcher ins Valenzband) angeregt. Bei räumlich

modulierter Beleuchtung wandern diese aufgrund verschiedener Transportmechanismen in dunkle Bereiche und rekombinieren dort mit ionisierten Donatoren. Die Transportmechanismen sind Diffusion, Drift (bei einem angelegten elektrischen Feld) und der photovoltaische Effekt. Die Ladungsumverteilung erzeugt ein räumlich modulierte elektrisches Feld im Material, welches als Raumladungsfeld bezeichnet wird. Über den linearen elektrooptischen Effekt führt dieses innere elektrische Feld zu einer räumlichen Variation der Brechzahl des Mediums (Pockels-Effekt). Dies ist die Grundlage für eine Selbst-Strukturierung des Materials bzw. die optische Informationsspeicherung in demselben.

Diese kurze Zusammenfassung läßt bereits einige spezifische Charakteristika des photorefraktiven Effekts hervortreten. Durch die Empfindlichkeit gegenüber der ins Material eingetragenen Energie ist es möglich, Brechzahlmodulationen gleichermaßen durch kontinuierliche Strahlung schwacher Intensität oder durch intensive Laserpulse zu induzieren, was die Anwendungsmöglichkeiten vervielfacht. Es handelt sich aufgrund der makroskopischen Ladungsträgermigration um einen nichtlokalen Effekt. Er besitzt weiterhin eine gewisse Trägheit in der Art, daß die nötige Zeit zum Aufbau des Raumladungsfeldes und somit der Indexvariation von der Effizienz der Transportmechanismen abhängt. Der photorefraktive Effekt ist vollständig reversibel, indem die Ladungen durch eine uniforme Beleuchtung oder thermische Anregung wieder gleichmäßig verteilt werden. Die entsprechenden Materialien lassen sich deshalb praktisch unbegrenzt oft einsetzen und sind nicht auf bestimmte Anwendungen beschränkt. Die zugrundeliegende Nichtlinearität ist zudem von sättigbarer Natur, d. h. der Wert der Brechzahlmodulation hat eine obere Grenze und steigt dann für wachsende Intensitäten nicht mehr an.

2.2 Photorefraktive Solitonen – Einführung

Räumliche Solitonen sind stationäre, nichtbeugende Lösungen der nichtlinearen Wellengleichung und bezeichnen deshalb Wellen, die durch ein entsprechendes Medium ohne Variation ihrer räumlichen Gestalt propagieren (s. Abb. 2.1). Amplitude und Phase bleiben erhalten. Man bezeichnet sie auch als *transversale* Solitonen, da man die beiden zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Dimensionen betrachtet. Um dies zu erreichen, muß eine starke nichtlineare Wechselwirkung zwischen der Welle und dem Material, durch das sie propagiert, bestehen. Räumliche Solitonen sind deshalb das Ergebnis einer exakten Balance zwischen natürlicher Beugung und nichtlinearer Selbstfokussierung [14].

Man nutzt seit Beginn der achtziger Jahre *zeitliche* Solitonen zur Informationsübertragung. Diese sind sehr kurze Lichtimpulse, welche, bedingt durch die optische

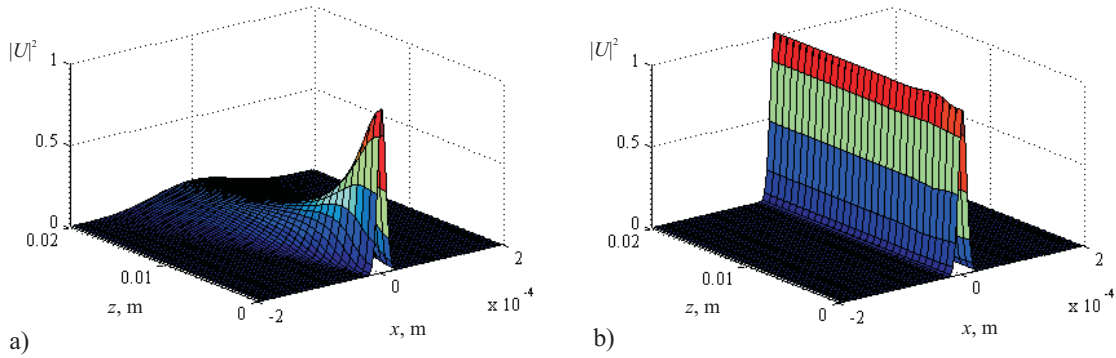


Abbildung 2.1: Propagation eines Gaußschen Bündels in einem 2 cm langen photorefraktiven Kristall im a) linearen und b) nichtlinearen Fall. Dargestellt ist das Betragsquadrat der normierten Amplitude, $|U|^2$. Das Bündel propagiert in z -Richtung; die transversale Koordinate ist x .

Nichtlinearität dritter Ordnung (Kerr-Effekt), über große Ausbreitungsdistanzen eine zeitlich konstante Form besitzen. Sie bilden die Grundlage der modernen hochbitratigen Telekommunikation [15]. Im Gegensatz zu räumlichen Solitonen, welche die Dimensionalität $(2 + 1)D$ besitzen, nämlich zwei transversale Dimensionen und eine in Propagationsrichtung, werden zeitliche Solitonen mit einem $(1 + 1)$ -dimensionalen, d. h. raum-zeitlichen Modell beschrieben.

Räumliche (1-D) *Kerr*-Solitonen werden seit Mitte der siebziger Jahre erfolgreich generiert, z. B. in Glas, Halbleitern, flüssigem CS_2 oder Polymeren [16, 17]. Eine weitere Klasse sind die *quadratischen* Solitonen, vorhergesagt ebenfalls in den siebziger Jahren [18], aber experimentell erst 1995 in KTP beobachtet [19]. Ein sehr schöner und vollständiger Übersichtsartikel über optische räumliche Solitonen, basierend auf allen möglichen Nichtlinearitäten, ist der von Stegeman et al. [16].

Photorefraktive räumliche Solitonen haben gegenüber räumlichen Kerr-Solitonen zwei wichtige Vorteile:

- Die Brechzahländerung beim Kerr-Effekt skaliert mit der einfallenden Intensität I , $\delta n_0 \sim n_2 I$. Da δn_0 sehr klein ist ($n_2 \sim 10^{-7} - 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ in typischen Materialien), sind demnach sehr hohe optische Leistungsdichten notwendig, um den Brechungsindex zu modulieren. Der photorefraktive Effekt hingegen ist schon bei sehr kleinen Leistungen effektiv.
- Räumliche Kerr-Solitonen sind nur in einer transversalen Dimension stabil [15]. Deshalb sind sie ausschließlich in *single-mode*-Wellenleitern beobachtbar. Photorefraktive Solitonen können – aufgrund der sättigbaren Natur der photorefraktiven Nichtlinearität – stabil bezüglich beider transversaler Dimensionen propagieren (s. z. B. [20, 21]). Man kann sie daher in Volumenmedien generieren und so

Wellenleiter darin erzeugen. Diese Unterscheidung zwischen Kerr- und sättigbarer Nichtlinearität ist essentiell.

Eine mögliche Anwendung ist z.B. die Einbringung rekonfigurierbarer Wellenleiter in Volumenmedien zur Führung von Licht mit Wellenlängen, die zu keiner Brechungsindexvariation im Material führen [15, 22]. Das Ziel der Strukturierung von Materialien auf diese Weise ist immer die Herstellung von *all-optical devices*. Es bedeutet die Idee von einem geeigneten Material, in welchem Wellenleiter, Verbindungen und andere optische Komponenten ausschließlich durch Licht generiert und über ein äußeres elektrisches Feld oder die Wechselwirkung der Solitonen in einem Array selbst gesteuert werden [23]. Derartige Komponenten können beispielsweise als schaltbare Verbindungsstellen zwischen physischen Wellenleitern dienen. Weitere Anwendungen sind Strahlsteuerung und -kontrolle, logische Verknüpfungen und Wellenleiter zur Frequenzmischung [24].

Im wesentlichen wurden photorefraktive Solitonen seit rund zehn Jahren in Strontium-Barium-Niobat (SBN) erzeugt und ihre Eigenschaften sowie Wechselwirkungen untereinander untersucht, und zwar sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Spektralbereich [20, 21, 25, 26, 27, 28]. Eine umfangreiche Zusammenfassung der theoretischen und experimentellen Arbeiten kann man in [29] finden. Weitere Untersuchungen zu photorefraktiven Solitonen wurden in KNbO_3 [30, 31], in LiNbO_3 [32] und in organischen Materialien [33] realisiert. Soweit bekannt, haben sich lediglich drei Gruppen, M. D. Iturbe Castillo et al. [34], N. Fressengeas et al. [35, 36, 37, 38] und S. R. Singh et al. [39], mit der theoretischen und experimentellen Erforschung dieses Phänomens im $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ -Kristall befaßt. Eine rein theoretische Arbeit über den Einfluß der optischen Aktivität auf die Ausbreitung von photorefraktiven Solitonen in BTO wurde von W. Królikowski et al. [40] veröffentlicht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ -Kristalle dahingehend zu untersuchen, ob und unter welchen Bedingungen es möglich ist, in ihnen räumliche Solitonen zu erzeugen. Wie bereits erwähnt, ist dieser Kristall besonders interessant durch seine gute Photoleitfähigkeit und hohe optische Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich, außerdem besitzt er eine relativ geringe optische Aktivität (im Vergleich zu den anderen Sillenit-Kristallen BGO und BSO). Bei den Untersuchungen steht jeweils der Einfluß der Parameter externes elektrisches Feld, Signal- und Hintergrundintensität sowie deren Verhältnis auf die Entstehung, Form und Lebensdauer der photorefraktiven Solitonen im Vordergrund. Weiterhin soll ermittelt werden, inwiefern die solitonenartigen Strukturen von der Polarisation des Lichts abhängen.

Es sei darauf hingewiesen, daß der Schwerpunkt der Arbeit auf *experimentellen* Untersuchungen zu räumlichen Solitonen liegt. Die Hauptintention besteht deshalb in der Erfassung qualitativer und quantitativer Eigenschaften der BTO-Kristalle hinsichtlich

deren Eignung zur Solitonenerzeugung. Dabei wird, soweit möglich, stets der Vergleich mit den bereits in der Literatur vorhandenen theoretischen und experimentellen Ergebnissen herangezogen.

2.2.1 Kurzer historischer Abriss – Stand der Forschung

Das erstmalige Auftreten des Begriffes „solitäre Welle“ wird mit dem August des Jahres 1834 datiert [41, 42]. Damals machte der schottische Ingenieur Lord John Scott Russel eine verblüffende Entdeckung: Ein kleines Schiff wurde von zwei Pferden einen Wasserkanal entlang gezogen. Als es plötzlich gestoppt wurde, löste sich eine Bugwelle, die sich unter Beibehaltung ihrer Form und Geschwindigkeit ca. zwei Kilometer im Kanal fortbewegte. Daraufhin unternahm Russel weitere Versuche in selbstgebauten Wassertanks zur Generierung dieser solitären Wellen, die allerdings in Fachkreisen wenig Beachtung fanden. Erst sechzig Jahre später, 1895, haben Korteweg und de Vries die berühmte KdV-Gleichung aufgestellt, mit deren Hilfe die von Russel beobachtete Erscheinung der Wasserwellen im seichten Wasser erklärt werden konnte [42].

Mit der Entwicklung des Lasers in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts kam es auch zur Entdeckung der optischen Solitonen – solitäre Lösungen der nichtlinearen Wellengleichung sowohl im Zeit- als auch im Ortsbereich. 1964 haben Chiao et al. die *Kerr*-Solitonen untersucht, welche sich durch die nichtlineare Schrödinger-Gleichung beschreiben lassen [43].

Die Existenz von photorefraktiven (räumlichen) Solitonen wurde erstmals 1991 von Segev et al. vorhergesagt [44]. Die dort als *quasistationär* referierten Solitonen hat dieselbe Gruppe wenig später in SBN beobachtet [45]. 1993 prognostizierten Segev et al. [46] das Auftreten von *stationären* Solitonen, welche die Gruppe um Iturbe-Castillo kurz darauf in BTO nachweisen konnte [34]. Fast gleichzeitig, 1995, haben auch Segev et al. stationäre *Schirmsolitonen* in SBN erzeugt [21].

Ab 1994 fanden Untersuchungen statt zu den Eigenschaften von solitoneninduzierten Wellenleitern in BTO und SBN (s. z. B. [47]) bezüglich der Führung von Licht mit einer sich von der des Solitons unterscheidenden Wellenlänge. Ebenfalls in dieser Zeit begann man damit, photovoltaische (in LiNbO_3) [48, 49], dunkle und Wirbelsolitonen (s. z. B. [50, 51]) zu erforschen.

Im weiteren Verlauf der letzten zehn Jahre erschien eine Vielzahl von theoretischen sowie experimentellen Arbeiten auf dem Gebiet der räumlichen Solitonen in photorefraktiven Medien. Man befaßte sich z. B. mit inkohärenten Solitonen [52, 53], Vektorsolitonen [54], mit Wechselwirkungen zwischen Solitonen wie Spiralwindung [55, 56], Abstoßungs- und Anziehungskräften und analysierte Fusion, Erzeugung und Vernichtung von Solitonen [29, 26, 57] sowie die Energieumkopplung zwischen parallelen Solitonen als Funktion von deren Abstand [58]. Auch die Bildübertragung über eine begrenzte

Distanz [59] sowie Y-Verzweiger wurden bereits in SBN demonstriert [60].

Arbeiten zur zweidimensionalen Materialstrukturierung in Form von Solitonenarrays und linear induzierten Gittern werden seit einigen Jahren veröffentlicht [61, 62, 63, 64]. Auch hier spielen SBN-Kristalle wieder die wichtigste Rolle. Auf räumlichen Solitonen basierende, in photorefraktive Materialien integrierte optische Komponenten wurden ebenfalls bereits realisiert, z. B. mit Hilfe eines räumlich modulierten externen Feldes [65].

Dies sind nur einige Beispiele, und eine vollständige Beachtung aller Arbeiten an dieser Stelle ist unmöglich. Ein Ende der Entwicklungen auch hinsichtlich der vielfältigen Anwendungen von photorefraktiven Solitonen ist nicht abzusehen.

2.2.2 Optische Solitonen

In der Optik unterscheidet man prinzipiell zwei Arten von Solitonen – zeitliche und räumliche. Bei ersteren handelt es sich um die bereits genannten kurzen Pulse, welche ihre zeitliche Form während der Propagation über sehr lange Distanzen beibehalten (s. z. B. [66]). Dies ist möglich bei exakter Balance zwischen Dispersion (verschiedene Phasengeschwindigkeiten der Spektralkomponenten, aus denen sich der Puls zusammensetzt) und Nichtlinearität (Kerr-Effekt). Zeitliche Solitonen werden in dieser Arbeit jedoch nicht diskutiert.

Räumliche Solitonen zeichnen sich durch eine konstante Intensitätsverteilung über ihren Querschnitt während ihrer Propagation durch das Medium aus. Man teilt sie nach dem Typ der sie bedingenden Nichtlinearität ein: Kerr-Solitonen (s. z. B. [67, 68]) entstehen in Materialien, die dem Kerr-Effekt unterliegen, wohingegen die hier interessierenden photorefraktiven Solitonen in Medien mit photorefraktiven Eigenschaften erzeugt werden können. Innerhalb dieser letzten Gruppe wiederum lassen sich bezüglich ihrer Charakteristika Schirm- (s. z. B. [14, 35, 38, 46]), Diffusions- [69], photovoltaische [48, 49] Solitonen (stationäre Solitonen) sowie quasistationäre Solitonen [44, 45, 47, 70] klassifizieren. Zur Übersicht sei auf Abbildung 2.2 (S. 11) verwiesen.

Weiterhin gibt es helle und dunkle Solitonen sowie graue als eine Unterform der dunklen [71], Vektor-(Multikomponenten-)Solitonen, diskrete und Kavitätssolitonen [16].

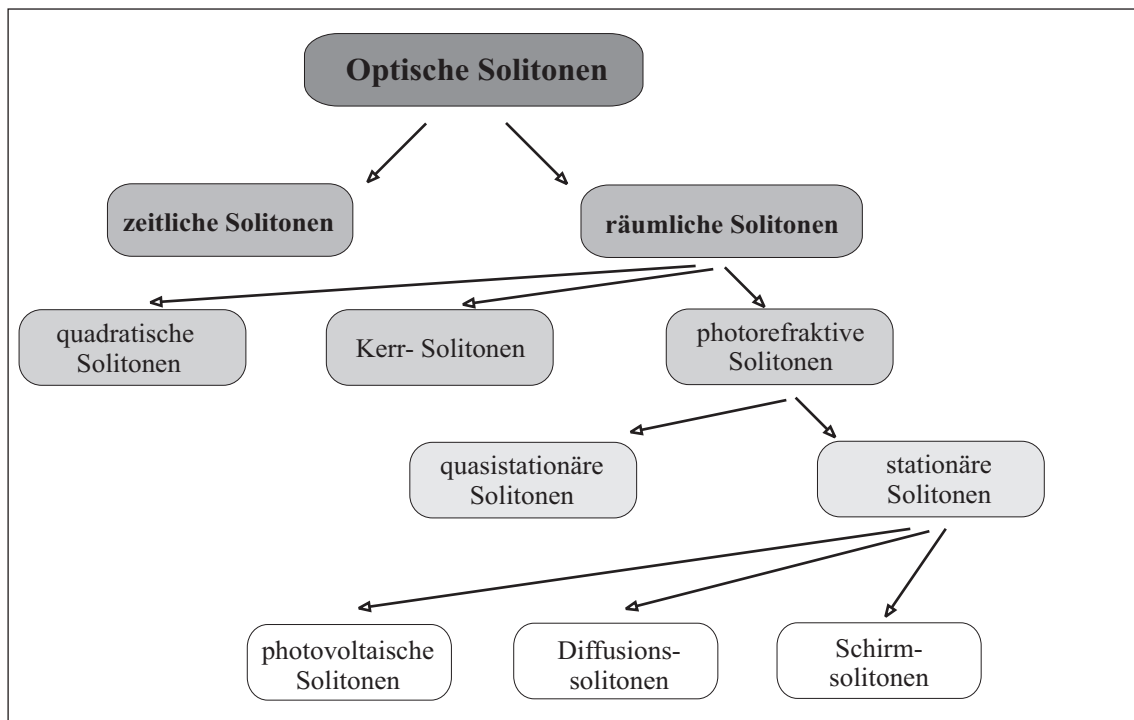


Abbildung 2.2: Klassifizierung der optischen Solitonen (ohne Anspruch auf Vollständigkeit).

2.3 Wellenfrontspeicherung für die Interferometrie – Einführung

Die Interferometrie ist heute ein sehr gut etabliertes und unverzichtbares Hilfsmittel in der physikalischen Meßtechnik. Sie wird verwendet zur Wellenfrontmessung, Längenmessung, Vermessung der Form und Oberflächenbeschaffenheit von industriellen Prüflingen und zur Beobachtung von Prozeßabläufen, um nur wenige Beispiele zu nennen.

Zeitaufgelöste holographische Interferometer werden eingesetzt, um schnell ablaufende Prozesse und Ereignisse zu beobachten [72, 73, 74, 75, 76], z. B. die Analyse der Deformationen von Objekten unter Spannung und Belastung, Detektion resonanter Moden oder Beobachtung des Kristallwachstums. Das Prinzip solcher zeitaufgelösten holographischen Interferometer besteht darin, Serien von Hologrammen vom zu prüfenden Objekt bzw. Ereignis zu speichern und sie später auszuwerten. Auf diese Weise erreicht man Abstände im Nanosekundenbereich zwischen den Aufnahmen [74, 75] und ist nicht durch die Aufnahmerate des Bildverarbeitungssystems beschränkt. Die Interferogramme werden später anhand der rekonstruierten Wellenfronten von den Hologrammen hergestellt, und zwar mit einer Geschwindigkeit, die mit der des Aufnahmesystems kompatibel ist. Bisher wurden derartige Interferometer vor allen Dingen

mit nichtreversiblen Medien, z. B. Fotoplatten, realisiert. Unser Ziel ist es zu zeigen, daß man die konventionellen Medien sehr vorteilhaft durch einen photorefraktiven Kristall ersetzen kann, der zahlreiche praktische Vorzüge aufweist. Diese sind u. a. sein dynamischer Charakter, seine theoretisch unbegrenzte Wiederverwendbarkeit sowie *in situ*-Selbstentwicklungsfähigkeit. Außerdem ist er volumenhaft, was Möglichkeiten zum Speichern und Auslesen von mehreren Hologrammen im selben Raumgebiet im Material bietet. Dies ist das Prinzip des Multiplexings, durch welches sich theoretisch sehr hohe Speicherkapazitäten realisieren lassen.

Hier möchten wir eine erste experimentelle Realisierung einer solchen holographischen Kamera vorstellen, deren Kernstück ein photorefraktiver Sillenit-Kristall ist. Wir erläutern die Validierung des Prinzips mit zwei gespeicherten Hologrammen und schließen anhand der Resultate auf die Potentiale einer optimierten Wellenfrontspeicherung für ein zeitauflösendes Interferometer mit höherer Speicherkapazität.

Das Besondere an unserem Aufbau ist die 90° -Konfiguration (s. Abb. 2.3). Signal- und Referenzwelle überlagern sich im photorefraktiven Kristall unter einem rech-

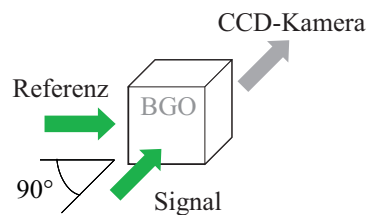


Abbildung 2.3: Prinzipielle Geometrie der holographischen Kamera.

ten Winkel. Daraus ergeben sich zahlreiche Vorteile gegenüber der Kopropagations-Konfiguration:

- Das optische Rauschen, welches von der Streuung des Referenzbündels im Kristall und an Inhomogenitäten auf dessen Flächen herrührt, wird reduziert. Die Beugungseffizienz pro gespeichertem Hologramm variiert mit dem Quadrat der inversen Zahl der gespeicherten Hologramme. Wenn das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht wird, können also mehr Hologramme im Kristall gespeichert werden.
- Die numerische Apertur und damit die Lichtstärke des Systems werden erhöht. Die Ursache dafür ist, daß der photorefraktive Gain nur wenig mit dem Einfallswinkel des Objektbündels variiert [77].
- Die Braggwinkel-Selektivität wird erhöht [78].

- Nicht zuletzt profitiert man natürlich von der Einfachheit des Aufbaus. Er erlaubt es, sowohl eine größere Anzahl von Referenzbündeln [79] als auch Abbildungslinsen mit kurzer Brennweite zu verwenden. Dadurch bleibt das System kompakt.

Unser Aufbau enthält zwei winkelnkodierte Referenzbündel, was es uns ermöglicht, unter Ausnutzung der Bragg-Selektivität die Hologramme separat zu adressieren.

Dieser Teil der Promotionsarbeit wurde im Rahmen eines Marie-Curie-Fellowship der Europäischen Kommission im Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique in Orsay, Frankreich, in der Gruppe „Matériaux Non Linéaires et Applications“ unter der Leitung von Gérard Roosen und Gilles Pauliat durchgeführt. Er war außerdem eingegliedert in das von der Europäischen Kommission finanzierte Projekt PHIFE (Pulsed Holographic Interferometer for the analysis of Fast Events).

Kapitel 3

Photorefraktiver Effekt

3.1 Kukhtarev-Gleichungen

Der photorefraktive Effekt überführt eine in das Medium eingestrahlte Intensitätsverteilung in eine entsprechende Brechzahlmodulation. Im allgemeinen existiert kein einfacher Zusammenhang zwischen dem Profil des Schreibbündels und der eingeschriebenen Indexvariation. Beispielsweise müssen Maxima in der Intensitätsverteilung nicht mit Maxima des Raumladungsfeldes zusammenfallen. Hierdurch drückt sich die Nichtlokalität des photorefraktiven Effekts aus.

Ein Spezialfall ist die Zweistrahlinterferenz zwischen einer Signal- und einer Referenzwelle, deren Intensitätsverteilung durch ein Indexphasengitter mit gleicher Periode im Material reproduziert wird. Dies ist die Grundlage der dynamischen Holographie sowie der holographischen Interferometrie. Weiterhin kann die gaußförmige Intensitätsverteilung eines Signalbündels bei Vorhandensein eines angelegten elektrischen Feldes in eine nahezu identische Indexmodulation übertragen werden, was zu einer effektiven Fokussierung des Bündels führt.

Das Modell zur Beschreibung des Ladungstransportes – wichtiger Bestandteil des photorefraktiven Effekts – ist das Bandtransportmodell von Kukhtarev et al. [2]. Es folgt denen zur Modellierung der Photoleitung in Halbleitern. Demnach bewegen sich die freien Ladungsträger im Leitungs- (Elektronen) oder Valenzband (Löcher). Diese existieren aufgrund von Störstellen bzw. werden durch Dotierungen gezielt eingebracht. Sie werden als tiefe Zentren bezeichnet, und deren Energieniveaus befinden sich in der verbotenen Zone. Sie bedingen die Photorefraktivität eines Materials und können wenigstens zwei Valenzzustände annehmen. Flache Niveaus sollen ausschließlich die elektrische Neutralität des Materials sicherstellen und tragen nicht zum photorefraktiven Effekt bei.

Im photorefraktiven Kristall werden bei Beleuchtung Ladungsträger aus den tiefen Donatorniveaus in das Leitungsband angeregt. Diese bewegen sich infolge Diffusion

(und Drift, falls ein externes Feld vorhanden ist) an andere Orte, um dort in ionisierte Donatorniveaus zu relaxieren. Die freien Donatorniveaus sind entweder bereits durch Photoanregung oder durch den Übergang von Elektronen in Akzeptorniveaus entstanden (Abb. 3.1). Es findet also eine Separation von Ladungen statt, wobei deren Bewegung bevorzugt von beleuchteten Bereichen in unbeleuchtete Regionen des Mediums erfolgt. Dadurch wird die Bildung eines Raumladungsfeldes veranlaßt. Über den linearen elektrooptischen (Pockels-) Effekt führt dieses innere elektrische Feld zu einer Modulation der Brechzahl des Materials.

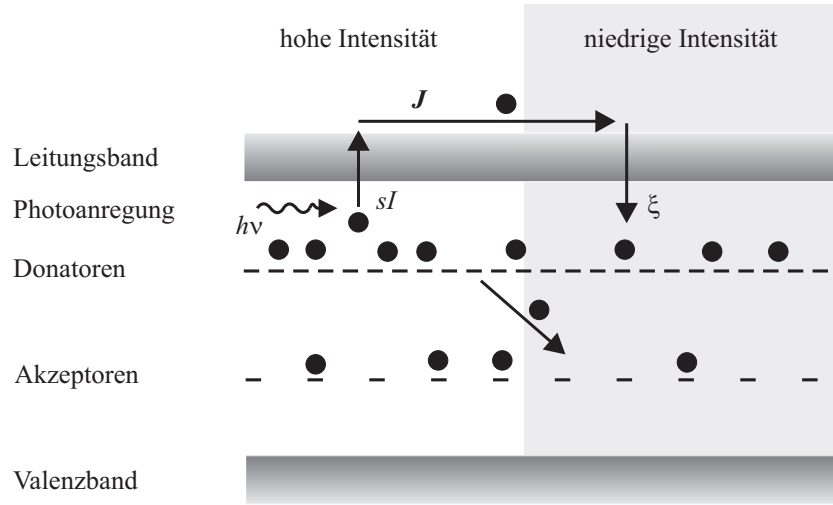


Abbildung 3.1: Zur Veranschaulichung des Bandtransportmodells mit Elektronen als Ladungsträger; h ist die Plancksche Konstante und ν die Lichtfrequenz. Die weiteren Symbole s , I und ξ sind im Text erläutert.

Letztgenannter Prozeß wirkt unter Einhaltung aller notwendigen Bedingungen (richtige Orientierung des photorefraktiven Kristalls, Größe des externen Feldes, Durchmesser des Lichtbündels) den Beugungseffekten entgegen. Das einfallende Bündel propagiert ohne Veränderung seines transversalen räumlichen Profils durch das Medium.

Das Modell resultiert, mit einigen weiter unten zu erläuternden Näherungen und Annahmen, in dem gesuchten Ausdruck für das Raumladungsfeld.

Betrachtet man beim Ladungstransport nur die Elektronenleitung, so ergibt sich für die Änderung der Dichte der besetzten Donatorniveaus folgender Zusammenhang [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_D^+ = (\beta + sI) (N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+. \quad (3.1)$$

In dieser Ratengleichung bedeuten N_D die Anzahldichte der Donatoren, N_D^+ diejenige der ionisierten Donatoren, n_e die Elektronenzahldichte im Leitungsband, β die ther-

mische Anregungsrate und s den Photoionisations-Wirkungsquerschnitt. ξ ist die Rekombinationsrate und I die einfallende Intensität. Die Löcherleitung trägt ebenfalls zur Ladungsumverteilung bei [80]. Untersuchungen zur elektronischen Struktur der Sillenite, zu denen die in dieser Arbeit behandelten BTO- und BGO-Kristalle gehören, haben jedoch gezeigt, daß es ausreichend ist, nur die Elektronenleitung zu betrachten [81].

Die Bewegung der Elektronen aufgrund der Diffusion bei gegebener Temperatur T und der Drift in einem lokalen elektrischen Feld \vec{E} führt zum Ausdruck für die Stromdichte \vec{J} mit den entsprechenden zwei Anteilen,

$$\vec{J} = e\mu n_e \vec{E} + \mu k_B T \nabla n_e, \quad (3.2)$$

worin e die Elementarladung, μ die Beweglichkeit der Elektronen und k_B die Boltzmannkonstante repräsentieren. Ein dritter Summand für den Beitrag der photovoltaischen Stromdichte zur Gesamtstromdichte \vec{J} soll unberücksichtigt bleiben, da für diese Arbeit ein Wismut-Titanoxid-Kristall verwendet wird, in welchem kein photovoltaischer Effekt auftritt. Das elektrische Feld \vec{E} ist das innere makroskopische Feld, welches sich aus dem photoinduzierten Raumladungsfeld \vec{E}_{sc} sowie aus dem durch eine an den Kristall angelegte Spannung hervorgerufenen Feld \vec{E}_0 zusammensetzt. Im Falle von ferroelektrischen Kristallen und bei Erwärmung kommt noch ein pyroelektrisches Feld hinzu.

Die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \vec{J} = 0, \quad (3.3)$$

mit ρ als Ladungsdichte, liefert mittels Poisson-Gleichung

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \hat{\epsilon}_r \vec{E}) = \rho, \quad (3.4)$$

wo $\hat{\epsilon}_r$ der relative Dielektrizitätstensor des Materials und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum sind, die Verknüpfung mit dem elektrischen Feld. Die Ladungsdichte ρ berechnet sich aus

$$\rho = e (N_D^+ - N_A - n_e). \quad (3.5)$$

N_A bezeichnet die Anzahldichte der Akzeptoren. Diese Ladungsdichte generiert das Raumladungsfeld \vec{E}_{sc} und schließlich über den Pockelseffekt ein Brechzahlprofil, welches dem eines Wellenleiters entspricht, wenn ebenfalls ein externes Feld vorhanden ist. Auf diese Weise entsteht ein räumliches Soliton.

Die Teilchendichten N_D^+ und n_e , die Ladungs- und Stromdichten ρ und \vec{J} , das elektrische Feld \vec{E} sowie die Strahlintensität I sind jeweils Funktionen vom Ort und von der Zeit. Das Differentialgleichungssystem (3.1)–(3.5) läßt sich analytisch nur durch Einführung von Näherungen, also für Spezialfälle, lösen.

3.2 Eindimensionaler stationärer Fall

Die Reduktion des Gleichungssystems (3.1)–(3.5) auf eine Dimension folgt aus den beiden Annahmen, daß sich die einfallende Welle in z -Richtung ausbreitet und nur in einer transversalen Dimension (x) gebeugt wird. In der Literatur wird diese Situation als (1+1) D-Fall bezeichnet. Des weiteren betrachtet man zunächst den stationären Fall. Dadurch wird zum einen der Rechenaufwand erheblich verringert, zum anderen erlaubt diese Vorgehensweise befriedigende, d. h. die physikalischen Prinzipien gut beschreibende, qualitative Aussagen über den Mechanismus der Wellenleiterbildung. Das Gleichungssystem (3.1)–(3.5) wird nun entsprechend reduziert.

In Abbildung 3.2 findet sich zunächst eine anschauliche Darstellung zur Generierung eines hellen Schirmsolitons für den eindimensionalen Fall. Ein schmales Lichtbündel¹ propagiert durch das photorefraktive Material (a), an welchem eine externe Spannung anliegt. Durch Drift und Diffusion (Ladungsumverteilung) entsteht ein inneres Raumladungsfeld (b) in der Weise, daß in den beleuchteten Bereichen die Leitfähigkeit ansteigt und deshalb dort die elektrische Feldstärke kleiner ist als in den unbeleuchteten Berei-

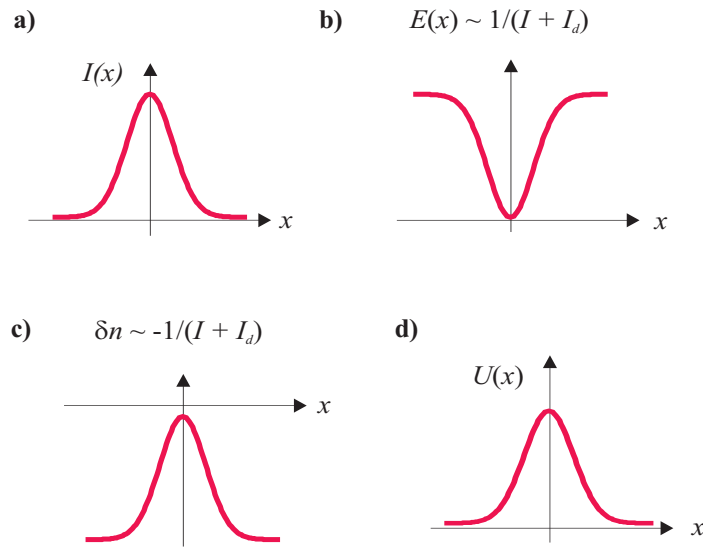


Abbildung 3.2: Vereinfachte Illustration der Erzeugung eines hellen Schirmsolitons im eindimensionalen Fall bei Vorhandensein eines externen elektrischen Feldes. a) Intensitätsprofil des einfallenden Bündels, b) inneres elektrisches Feld, c) induzierte Brechzahländerung, d) Profil des Solitons.

chen. Die Polarität des Raumladungsfeldes ist der des externen Feldes entgegengesetzt, was zu einer teilweisen Abschirmung (*screening*) des letzteren in den beleuchteten Gebieten führt. Proportional zum inneren elektrischen Feld wird der Brechungsindex über

¹Bei den in der Literatur (s. z. B. [20, 34, 70]) beschriebenen Experimenten liegen die Bündeldurchmesser stets in der Größenordnung von $10\ \mu\text{m}$ bis zu einigen $10\ \mu\text{m}$.

den Pockelseffekt moduliert (c). Wenn die Brechungsindexänderung negativ ist, bildet sich durch die große Absenkung der Brechzahl in den dunklen Gebieten des Kristalls ein Wellenleiter aus, welcher das ihn erzeugende Bündel führt (d). Gezeigt ist die auf die Hintergrundintensität I_d normierte Amplitude $U(x)$. Im Idealfall kann so die Beugung exakt kompensiert werden.

Allgemeine Darstellung des Raumladungsfeldes

Im folgenden orientieren wir uns bei der Berechnung des Raumladungsfeldes an der Arbeit von Fressengeas et al. [35], die sich ebenfalls mit räumlichen Solitonen in BTO beschäftigte.

In typischen photorefraktiven Medien und bei nicht zu hohen eingestrahnten Intensitäten, was in unserem Fall gegeben ist, kann man die Dichte der freien Elektronen n_e gegenüber den Donator- und Akzeptordichten N_D und N_A vernachlässigen, $N_D, N_A \gg n_e$. Für den Grundzustand soll $N_D = N_A$ gelten. Deshalb gilt ebenfalls $N_D^+ \approx N_A$. Aus dem Kukhtarev-Modell (3.1)–(3.5) folgt, nach Reduzierung auf eine Dimension (x), die eindimensionale, zeitfreie partielle Differentialgleichung, die das innere makroskopische Feld E mit der Gesamtintensität I_{tot} verknüpft,

$$\begin{aligned} & \frac{s(N_D - N_A)}{\xi N_A} \left[e\mu \frac{\partial(I_{\text{tot}} E)}{\partial x} + k_B T \mu \frac{\partial^2 I_{\text{tot}}}{\partial x^2} \right] - \\ & - \frac{N_D s e}{\xi N_A k_D^2} \left[\frac{e}{k_B T} I_{\text{tot}} E \frac{\partial^2 E_{\text{sc}}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial I_{\text{tot}}}{\partial x} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + I_{\text{tot}} \frac{\partial^3 E}{\partial x^3} \right] = 0, \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit der Debyeschen Wellenzahl $k_D = \sqrt{\frac{e^2 N_A}{k_B T \epsilon_r \epsilon_0}}$.

Die Gesamtintensität setzt sich aus der eingestrahnten Intensität I und der Dunkelintensität $I_d = \frac{\beta}{s}$ zusammen, $I_{\text{tot}} = I + I_d$. Letztgenannter Anteil trägt somit der Rate sI_d der thermisch angeregten Elektronen Rechnung, welche zu β äquivalent ist. I_d kann praktisch durch eine gleichmäßige Beleuchtung des Kristalls erhöht werden und somit das Sättigungsverhalten des photorefraktiven Effekts beeinflussen. In diesem Falle sprechen wir von Hintergrundbeleuchtung, deren Intensität wir mit I_{HGB} bezeichnen.

Man nimmt nun an, daß die Rekombinationsrate ξ hoch genug ist, so daß $N_D s I \ll \xi N_A^2$ gilt. Die obigen Aussagen über die Teilchendichten rechtfertigen zusammen mit der Näherung der langsam variierenden Amplitude (*slowly varying amplitude approximation*, *SVA*)²

$$\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial A}{\partial z} \right| \quad (3.7)$$

²Diese Näherung bezieht sich sowohl auf das optische Feld E_{opt} als auch auf das innere elektrische Feld E . Im letzten Fall gilt die *SVA* für alle drei Raumkoordinaten.

die Abschätzung [35]

$$eN_A \gg \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (3.8)$$

Hierin sind $k = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} = k_0 n_0$ die Wellenzahl mit der Wellenlänge λ_0 und dem ungestörten Brechungsindex n_0 sowie ϵ_r die Komponente des Dielektrizitätstensors entlang x . Unter Berücksichtigung dessen reduziert sich die Differentialgleichung (3.6) weiter auf die einfache Gestalt

$$\frac{\partial(I_{\text{tot}}E)}{\partial x} + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 I_{\text{tot}}}{\partial x^2} = 0. \quad (3.9)$$

Die Randbedingungen zu ihrer Integration lauten [35, 82]:

- Die Intensität I der einfallenden Welle ist räumlich auf einen sehr kleinen Bereich beschränkt (im Vergleich zur Dimension des verwendeten Kristalls in x -Richtung), so daß $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} I_{\text{tot}}(x) = I_d$ sowie $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \frac{\partial I_{\text{tot}}(x)}{\partial x} = 0$ gelten.
- In den unbeleuchteten Regionen des Materials besitzt das innere elektrische Feld einen konstanten Wert E_0 , $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} E(x) = E_0$. Für den Fall, daß am Material eine externe Spannung anliegt und die erste Randbedingung erfüllt ist, entspricht E_0 gerade dem Quotienten aus dieser Spannung und der Breite des Kristalls zwischen den Elektroden.

Nun läßt sich das gesuchte innere elektrische Feld in der Form

$$E = \frac{E_0 I_d}{I_{\text{tot}}} - \frac{k_B T}{e I_{\text{tot}}} \frac{\partial I_{\text{tot}}}{\partial x} \quad (3.10)$$

schreiben. Es ist offensichtlich, daß der erste Term in Gl. (3.10) den Anteil der Drift an der Bildung des Feldes beschreibt. Er gibt Anlaß zu der Bezeichnung „Schirmsoliton“, denn der Betrag von E wird in Bereichen mit hoher optischer Intensität I gegenüber denen mit geringerer Intensität mehr erniedrigt, das applizierte elektrische Feld E_0 wird abgeschirmt (*screened*). Die Dauer dieses Abschirmvorgangs ist mit der dielektrischen Relaxationszeit τ_{di} verknüpft,

$$\tau_{\text{di}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma_0} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu n_{e,0}}, \quad (3.11)$$

mit der Photoleitfähigkeit σ_0 und der Elektronendichte $n_{e,0}$ (bei der Maximalintensität I_0). τ_{di} variiert für Wismut-Titanoxid von Millisekunden bis einige Sekunden [83]. Sie ist die benötigte Zeit zur Ladungstrennung und deshalb eng mit der photorefraktiven Antwortzeit verknüpft.

Der zweite Term berücksichtigt den Diffusionsprozeß. Die Diffusion ist mit verantwortlich für das *self-bending*, eine zeitabhängige Ablenkung des Bündels von der optischen Achse während der Propagation.

Die Konkurrenz zwischen den beiden betrachteten Beiträgen ist verantwortlich für die Entstehung von entweder Schirm- oder Diffusionssolitonen, je nachdem, ob das Driftfeld

$$E_{\text{drift}} = E_0 \frac{I_d}{I_{\text{tot}}} \quad (3.12)$$

oder das Diffusionsfeld

$$E_{\text{diff}} = -\frac{k_B T}{e} \frac{1}{I_{\text{tot}}} \frac{\partial I_{\text{tot}}}{\partial x} \quad (3.13)$$

dominierend ist. Dies äußert sich in der Symmetrie des Raumladungsfeldes; im strengen Sinne ist die Existenz von räumlichen Solitonen nur möglich für $E_{\text{diff}} = 0$, d. h. bei einem, bezüglich des Signalbündels, völlig symmetrischen Raumladungsfeld. Deshalb handelt es sich bei Diffusionssolitonen auch nicht um Solitonen laut Definition, sondern nur um eine Bezeichnung, die mitunter in der Literatur anzutreffen ist. In unserem Falle, bei der Erzeugung von räumlichen Solitonen in BTO mit $E_0 \sim 30 \text{ kV/cm}$, ist jedoch stets $E_{\text{diff}} \ll E_{\text{drift}}$. Deshalb kann man das Material, wenn kein äußeres Feld vorhanden ist, ohne weiteres als linear betrachten.

Selbstfokussierung hin zu räumlichen Solitonen ohne angelegtes äußeres Feld ist beispielsweise in BaTiO_3 beobachtbar, in welchem Koerzitivfeld, hervorgerufen durch Polung, existiert [84].

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, daß der Einfluß des photovoltaischen Effektes in die vorstehenden Betrachtungen nicht mit einbezogen wurde, da er in BTO, wie in allen Silleniten, keine Rolle spielt. Deshalb taucht kein Feld E_{ph} in den Gleichungen auf.

3.3 Propagationsgleichung

3.3.1 Pockelseffekt

Der elektrooptische Effekt ist definiert als Variation des Impermeabilitätstensors $\hat{\eta}$ bei Vorhandensein eines elektrischen Feldes. Sie kann bei Anwendung der Einsteinschen Summationskonvention geschrieben werden als

$$\delta\eta_{ij} = \delta \left(\frac{1}{n_0^2} \right)_{ij} = r_{ijl} E^l + s_{ijlm} E^l E^m + o(E^2), \quad (3.14)$$

mit den elektrischen Feldkomponenten l, m ($l, m = x, y, z$) und dem ungestörten Brechungsindex n_0 des Kristalls. $\hat{\eta}$ ist das Inverse des Dielektrizitätstensors $\hat{\epsilon}$, $\hat{\eta}\hat{\epsilon} = \epsilon_0$, und r_{ijl} und s_{ijlm} sind die Komponenten der elektrooptischen linearen und quadratischen Tensoren. Die lineare Abhängigkeit der Impermeabilitätsänderung vom elektrischen Feld in Gl. (3.14) heißt *Pockelseffekt*, die quadratische *Kerr-Effekt*.

Der Kerr-Effekt spielt in den von uns betrachteten Materialien wegen der sehr kleinen Suszeptibilität dritter Ordnung, $\chi^{(3)}$, und bei den typischen (sehr geringen) Intensitäten keine Rolle. Weiterhin ist $\delta n \ll n_0$.³ Dann vereinfacht sich der Zusammenhang zwischen Indexänderung und elektrischem Feld zu

$$\delta n = -\frac{1}{2}n_0^3 r_{\text{eff}} E. \quad (3.15)$$

r_{eff} bezeichnet den effektiven elektrooptischen Koeffizienten, der durch den elektrooptischen Tensor $\hat{\mathbf{r}}$, den Kristallschnitt und die Polarisation des Lichts bestimmt ist (s. Abschnitt 4.1).

3.3.2 Wellengleichung

Aus den Maxwell-Gleichungen erhält man die Wellengleichung für das elektrische Feld E_{opt} :

$$\nabla^2 E_{\text{opt}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{\text{opt}}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_e}{\partial t^2}. \quad (3.16)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und P_e die elektrische Polarisation, die mit dem elektrischen Feld über $P_e = \epsilon_0 \chi E_{\text{opt}}$ verknüpft ist, mit χ der elektrischen Suszeptibilität. Der Ausdruck (3.16) ist bereits skalar gewählt, d. h. man betrachtet nur den eindimensionalen Fall, bei dem das Bündel in x -Richtung gebeugt werden darf.

Die Beschreibung der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in photorefraktiven Medien unterliegt den weiteren, folgenden Annahmen [15, 35]:

- Die Absorption wird vernachlässigt, da Form und Breite der Solitonen von Intensitätsvariationen unbeeinflusst sein sollen [44].
- Es gilt die Näherung der langsam variierenden Amplitude (3.7).
- Die induzierte Brechungsindexänderung ist niedrig, $|\delta n| \ll n_0$. Dies ist insbesondere für Sillenite gerechtfertigt.

Das elektrische Feld und die Polarisation lassen sich jeweils durch ebene Wellen ausdrücken,

$$E_{\text{opt}} = A(x, z, t) \exp(-i\omega t + ikz) \quad (3.17)$$

bzw.

$$P = \mathcal{P}(x, z, t) \exp(-i\omega t + ikz). \quad (3.18)$$

Die einfallende Welle propagiert in z -Richtung mit der langsam variierenden, komplexen Amplitude A . Es bedeutet ω die Kreisfrequenz des Lichts, $\omega = 2\pi\nu$. Der Zeitpunkt

³Im Rahmen dieser Arbeit und für BTO gilt:

$E_0 \approx 3 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$, $r_{\text{eff}} \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V}$, $n_0 = 2,58 \Rightarrow |\delta n| = \left| -\frac{1}{2}n_0^3 r_{\text{eff}} E_0 \right| \approx 1 \cdot 10^{-4}$.

t sei hier beliebig, da lediglich die räumlichen Eigenschaften des Lichtfeldes von Interesse sind. Weiterhin gilt $P = \epsilon_0 \chi E_{\text{opt}}$, wobei die Suszeptibilität mit dem Brechungsindex verknüpft ist, $1 + \chi = n^2 = (n_0 + \delta n)^2$. Die Terme mit den zeitlichen Ableitungen werden im weiteren Verlauf vernachlässigt, da wir zunächst den stationären Zustand betrachten wollen. Nun kann die allgemeine Wellengleichung durch die parabolische Wellengleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A = \frac{ik}{n_0} \delta n A \quad (3.19)$$

angenähert werden.

Diese Propagationsgleichung gilt für den Fall von linear polarisierten Wellen, die sich in einem Material ohne optische Aktivität (o. A.) ausbreiten, z. B. in SBN. Will man die o. A. hinzufügen, so muß man gleichzeitig die Amplitude des optischen Feldes als Vektor, $\vec{A}(x, y, z) = A \hat{e}_p$, betrachten, wobei \hat{e}_p den Einheitsvektor der Polarisation im Laborkoordinatensystem darstellt. Darauf gehen wir kurz in Abschnitt 3.5, S. 25, ein.

Wir führen nun dimensionslose Variablen in Gl. (3.19) ein: Sie sind hier definiert durch $U = A/\sqrt{I_d}$, $X = x/X_0$ und $Z = z/kX_0^2$. X_0 ist eine zunächst willkürlich festgelegte, konstante Länge. Weiterhin werden zwei für die Ladungstransportprozesse Drift und Diffusion charakteristische Zahlen N^2 und D eingeführt,

$$N^2 = \frac{1}{2} k^2 n_0^2 r_{\text{eff}} X_0^2 E_0 \quad (3.20)$$

und

$$D = \frac{1}{2e} k^2 n_0^2 r_{\text{eff}} X_0 k_B T. \quad (3.21)$$

Läßt man ferner die durch die Hintergrundintensität I_d hervorgerufene konstante Brechzahländerung außer acht, so kann man aus den Gleichungen (3.10), (3.15) und (3.19) die Evolutionsgleichung für photorefraktive Solitonen

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - \left(N^2 - D \frac{\partial |U|^2}{\partial X} \right) \frac{U}{|U|^2 + 1} = 0 \quad (3.22)$$

ableiten. An dieser Stelle spielt das Intensitätsverhältnis r eine Rolle,

$$r = \frac{I_{\text{sol}}}{I_d}, \quad (3.23)$$

mit der Peakintensität des Solitons, I_{sol} , wodurch der sättigbare Charakter der (de-)fokussierenden Nichtlinearität zum Ausdruck kommt.

Die jeweilige Größenordnung der Zahlen N^2 und D gilt als Anhaltspunkt dafür, in welchem Maße die Transportmechanismen an der Ausbildung des Raumladungsfeldes beteiligt sind. N^2 beschreibt den Einfluß der Drift aufgrund des äußeren Feldes und, falls vorhanden, des photovoltaischen Effekts, wobei das Feld E_{ph} zu E_0 addiert wird

(quasilokale Nichtlinearität). In [71] wurde gezeigt, daß $N^2 > 0$ (d. h. $E_0 > 0$) gelten muß, um helle Solitonen beobachten zu können. Das bedeutet für die photorefraktive Nichtlinearität, daß die Zunahme der lokalen optischen Intensität die Zunahme des Brechungsindex bewirkt, weil das innere Feld E für wachsende lokale Intensitäten abnimmt, wobei die Brechungsindexänderung δn insgesamt negativ ist (Abb. 3.2 (c), S. 17). Der Diffusionsmechanismus findet in D Beachtung und ist ein nichtlokaler Effekt. Er ist vom Ladungsdichtegradienten und von der Temperatur abhängig.

Es muß allerdings angemerkt werden, daß die beiden Gleichungen (3.20) und (3.21) aus den weiter oben beschriebenen Annahmen und Näherungen und einem vereinfachten Ladungstransportmodell hervorgegangen sind und daher keine exakten Aussagen zum Ladungstransport aus ihnen abgeleitet werden können. Sie sind aber durchaus geeignet, Fallunterscheidungen durchzuführen.

3.3.3 Natürliche und induzierte Doppelbrechung in Silleniten

Optische Aktivität

Die optische Aktivität verursacht eine Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht während seiner Propagation durch das Material. Sie resultiert aus der räumlichen Dispersion, d. h. der dielektrische Tensor $\tilde{\epsilon}_{r,ij}$ ist eine Funktion des Wellenvektors \vec{k} :

$$(\epsilon^{-1})_{r,ij}(\vec{k}, \omega) = (\epsilon^{-1})_{r,ij}(0, \omega) + G_{ijl}k_l. \quad (3.24)$$

G_{ijl} wird als Gyrationstensor bezeichnet. Die Beziehung (3.24) bedeutet, daß die Felder \vec{E} und \vec{P} nicht nur vom lokalen Wert der dielektrischen Verschiebung \vec{D} abhängen, sondern von der räumlichen Ableitung desselben (nichtlokale Antwort).

Die lineare Polarisation des Eingangsbündels wird dargestellt als Linearkombination zweier gegenständig (orthogonal) zirkular polarisierter Wellen L und R,

$$\hat{e}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{e}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Diese Normalmoden haben verschiedene Wellenzahlen k_R und k_L bzw. Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Den Rotationswinkel der linearen Polarisation berechnet man demnach aus

$$\theta = \varrho l = \frac{l_P}{2}(k_L - k_R) = \frac{l_P \pi}{\lambda_0}(n_L - n_R), \quad (3.26)$$

wobei n_L und n_R die Brechungsindizes der beiden Wellen L und R und ϱ die spezifische Rotation sind. Die entsprechende Phasenverschiebung nach der Propagationslänge l_P ist

$$\Phi = (n_L - n_R) \frac{2\pi l_P}{\lambda_0}. \quad (3.27)$$

Für $n_L > n_R$ ergibt sich eine Rechtsdrehung.

Feldinduzierte lineare Doppelbrechung

Zu der durch die optische Aktivität verursachten Phasenverschiebung kommt die durch das äußere elektrische Feld induzierte Doppelbrechung (FIDB)

$$\Delta n = n_x - n_y \quad (3.28)$$

hinzu. Die Brechungsindizes entlang den x - und y -Achsen berechnen sich jeweils aus

$$n_i = n_0 + \delta n_i, \quad (3.29)$$

mit $i = x, y$ und der Indexmodulation δn_i entsprechend des Pockelseffekts. Deshalb wird sich die Polarisierung eines Laserbündels während der Propagation aufgrund der FIDB ändern.

Die FIDB lässt sich durch eine Korrektur zur spezifischen Rotation durch die optische Aktivität darstellen [85, 86]. In diesem Falle versteht sie sich praktisch als effektive Rotationsbeschleunigung:

$$\varrho_{\text{kor}} = \varrho \sqrt{1 + k_{\text{fi}}^2}. \quad (3.30)$$

k_{fi} hängt von der Feldstärke E_0 , dem Kristallschnitt, der Polarisierung der Signalwelle, der spezifischen Rotation und vom Intensitätsverhältnis r sowie auch von der Form der Hintergrundbeleuchtung I_d ab. Mit den im Experiment typischen Parametern ($E_0 = 30 \text{ kV/cm}$, $r = 10$) gilt allerdings $k_{\text{fi}} \ll 1$: Durch die Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes durch das Raumladungsfeld spielt die FIDB in unserem Fall keine Rolle.

3.4 Zeitliche Analyse

Aus der zeitlichen Analyse des Bandtransportmodells (3.1)–(3.5) und somit der zeitlichen Entwicklung des inneren elektrischen Feldes geht die Existenz des quasistationären räumlichen Solitons hervor. Die charakteristischen Zeitskalen ergeben sich in erster Linie aus den Gl. (3.1) und (3.3). Gl. (3.1) faßt die Prozesse der Ladungsträgerbildung und deren Rekombination zusammen; sie liefert die charakteristische Rekombinationszeit $\tau_{\text{re}} = 1/\xi n_e$. Die zweite wichtige Zeitkonstante ist die dielektrische Relaxationszeit $\tau_{\text{di}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{e \mu n_e}$, die benötigt wird, um die Indexmodulation im Material zu etablieren. In typischen photorefraktiven Medien gilt $\tau_{\text{re}} \ll \tau_{\text{di}}$ [87]. Die Ladungsträgerverteilung erreicht also ihren stationären Zustand viel früher als die Stromdichteverteilung. Deshalb können wir (3.1) stationär betrachten, und im eindimensionalen Fall wird das

Gleichungssystem (3.1)–(3.5):

$$0 = (\beta + sI) (N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+, \quad (3.31)$$

$$J = e\mu n_e E + \mu k_B T \nabla n_e, \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot J = 0, \quad (3.33)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}) = \rho, \quad (3.34)$$

$$\rho = e (N_D^+ - N_A - n_e). \quad (3.35)$$

Dieses Gleichungssystem beschreibt demnach ein teilweise stationäres Modell. Es kann zu einer partiellen Differentialgleichung umgeschrieben werden, welche, wie im stationären Fall, das materialinterne elektrische Feld mit der Gesamtintensität assoziiert,

$$e\mu \frac{\partial(I_{\text{tot}} E)}{\partial x} + k_B T \mu \frac{\partial^2 I_{\text{tot}}}{\partial x^2} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{I_0}{n_{e,0}} \frac{\partial^2 E}{\partial t \partial x} - e \frac{\partial I_{\text{tot}}}{\partial t} = 0 \quad (3.36)$$

Daraus läßt sich der Ausdruck für die zeitliche Entwicklung des Feldes E in Abhängigkeit von I_{tot} analytisch bestimmen, wenn man $\frac{\partial I_{\text{tot}}}{\partial t} = 0$ setzt. Mit Hilfe der Gln. (3.15) und (3.19) erhält man anschließend die zeitabhängige Propagationsgleichung

$$\begin{aligned} i \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} - \left[1 - \exp \left(- \frac{n_{e,0} I_d (1 + |U|^2) t}{\tau_{\text{di}} I_0 n_e} \right) \right] N^2 \frac{U}{1 + |U|^2} \\ - N^2 \exp \left(- \frac{n_{e,0} I_d (1 + |U|^2) t}{\tau_{\text{di}} I_0 n_e} \right) U = 0, \end{aligned} \quad (3.37)$$

wobei wir die Diffusion von Ladungsträgern bereits vernachlässigt haben ($D = 0$). Für ein Soliton drücken wir die Feldamplitude durch

$$U(X, Z, t) = \sqrt{r} \gamma_S(X, t) \exp(i\nu Z), \quad (3.38)$$

aus, wobei ν die Propagationskonstante und γ_S das normierte Solitonenprofil darstellen, mit $\gamma_S(0, t) = 0$ und $\gamma_S(\pm\infty, t) = 0$. Durch numerische Integration von Gl. (3.37) kann das Profil des Solitons zu jedem beliebigen Zeitpunkt berechnet werden.

3.5 Gekoppelte Wellengleichungen

Um der optischen Aktivität in Silleniten Rechnung zu tragen, müssen die Propagationsgleichung (3.19) für vektorielle elektrische Felder formuliert und ein entsprechender Rotationsterm addiert werden [40]. Im eindimensionalen stationären Fall lautet demnach die modifizierte Wellengleichung:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \vec{A}(x) + \frac{ik}{n_0} \delta n \vec{A}(x) + i \varrho (\vec{e}_z \times \vec{A}(x)) = 0. \quad (3.39)$$

\hat{e}_z bezeichnet den Einheitsvektor in z -Richtung. Die komplexe Amplitude wird durch eine Linearkombination der linearen Polarisationen in x - und y -Richtung dargestellt, $\vec{A} = (u\vec{e}_x + v\vec{e}_y)\sqrt{I_d}$, mit den Einheitsvektoren \vec{e}_x, \vec{e}_y und den (i. a.) komplexen Zahlen u und v . Nun erhält man ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen der beiden Polarisationsrichtungen,

$$\begin{aligned} i\frac{\partial u}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tilde{x}^2} - \frac{u}{1 + |u|^2 + |v|^2} + i\delta v &= 0, \\ i\frac{\partial v}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial \tilde{x}^2} - \frac{v\sigma}{1 + |u|^2 + |v|^2} - i\delta u &= 0, \end{aligned} \quad (3.40)$$

wobei die Variablentransformationen

$$\tilde{x} = xkn_0\sqrt{\frac{E_0r_{41}}{2}} \quad \text{und} \quad \tilde{z} = \frac{zkn_0^2E_0r_{41}}{2} \quad (3.41)$$

durchgeführt wurden. r_{41} bezeichnet die einzige nichtverschwindende Komponente des elektrooptischen Tensors (s. Abschnitt 4.1) von BTO. δ ist definiert durch

$$\delta = \frac{\varrho\lambda}{n_0^2r_{41}E_0}, \quad (3.42)$$

und der Wert des Parameters σ ist bestimmt durch die Orientation des äußeren elektrischen Feldes bezüglich spezifischer kristallographischer Achsen:

$$\begin{aligned} \sigma &= 0 \quad \text{für} \quad \vec{E}_0 \parallel [001], \\ \sigma &= -1 \quad \text{für} \quad \vec{E}_0 \parallel [110], \\ \sigma &\approx -0,82 \quad \text{für} \quad \vec{E}_0 \parallel [1\bar{1}1]. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Für die Komponente u des optischen Feldes und $\delta = 0$ erhalten wir die Propagationsgleichung für helle räumliche Solitonen, da die Nichtlinearität in jedem Falle positiv ist. Die andere Komponente, v , erfährt entweder eine negative Nichtlinearität oder gar keine, d. h. der normalen Beugung ist keine Kompensation entgegengesetzt. Der jeweils letzte Term auf der linken Seite im Gleichungssystem (3.40) drückt die Kopplung der beiden Komponenten durch die optische Aktivität aus, was einen Energieaustausch zwischen ihnen bedeutet. Im strengen Sinne kann man deshalb nicht von Solitonen sprechen, wenn $\delta \neq 0$ gilt.

Im Falle von geringer optischer Aktivität, wie in BTO, sowie bei kleinen Intensitäten kann der Einfluß der Polarisationsrotation jedoch minimiert werden [40], so daß eine solitonenähnliche Propagation mit wenigen Störungen stattfinden kann.

3.6 Volumengitter und Zweiwellenmischung

Dieser Abschnitt rekapituliert das Einschreiben einer sinusförmigen Intensitätsverteilung in einen Kristall (s. Abb. 3.3). Wir betrachten zwei ebene, monochromatische

Wellen derselben Polarisation,

$$E_R = \frac{1}{2} (A_R e^{-i(\omega t - kz)} + \text{cc.}) \quad (3.44)$$

und

$$E_S = \frac{1}{2} (A_S e^{-i(\omega t - kx)} + \text{cc.}) , \quad (3.45)$$

die wir als Referenz- (bzw. Pump-) und Signalwelle bezeichnen. Sie propagieren unter einem Winkel θ und interferieren im Material. Am Kristall soll keine äußere Spannung anliegen. Das Raumladungsfeld im Inneren hat deshalb im eindimensionalen Fall folgende Gestalt:

$$E_{\text{sc}} = m E_{\text{sc},0} \cos(Kx + \phi + \psi_{R-S}) . \quad (3.46)$$

Hierin bedeuten

$$K = \sqrt{2} \frac{2\pi n}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.47)$$

der Betrag des Gittervektors $\vec{K} = \vec{k}_R - \vec{k}_S$ mit der Gitterperiode Λ , m die Modulation des Gitters, $E_{\text{sc},0}$ die Amplitude und ϕ die Phase des Raumladungsfeldes und ψ_{R-S} die Phasendifferenz der beiden Schreibwellen. Das Raumladungsgitter ist deshalb gegenüber der Interferenzfigur um den Winkel ϕ phasenverschoben, d. h. räumlich um

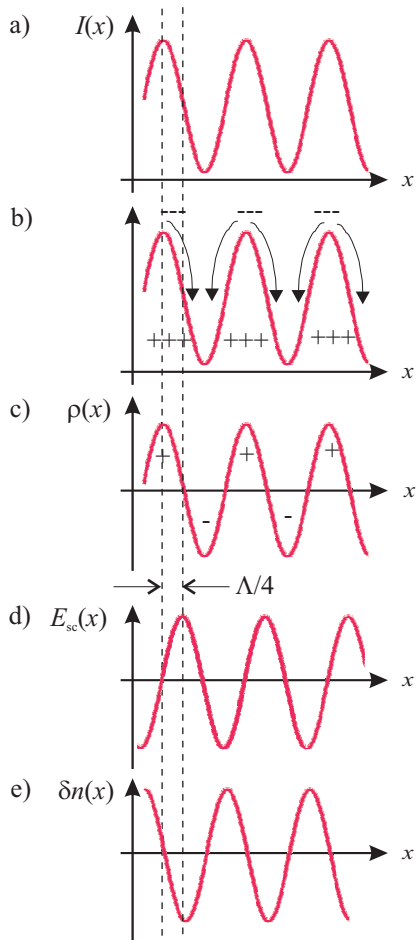


Abbildung 3.3: Prozesse des photorefraktiven Effekts. a) Beleuchtung mit quasi-periodischer Intensitätsverteilung, b) Anregung der Ladungsträger (Elektronen), c) Ladungsseparation, d) resultierendes Raumladungsfeld E_{sc} , e) induzierte Brechzahlmodulation δn über Pockelseffekt.

$x_\phi = \frac{\phi}{K}$ verschoben. Findet der Ladungstransport nur aufgrund der Diffusion statt, so beträgt $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$. Das Vorzeichen hängt vom Vorzeichen des (normalerweise reellen) elektrooptischen Koeffizienten ab. Außerdem kommt noch eine Phasenverschiebung der am Brechungsindexgitter gebeugten Welle um $\frac{\pi}{2}$ bezüglich der einfallenden Welle hinzu. Somit erhält also eine gebeugte Welle eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = 0$ und die andere $\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi$. Intuitiv betrachtet werden die gebeugte und die transmittierte Welle in einer der beiden Richtungen konstruktiv und in der anderen destruktiv interferieren, schematisch dargestellt in Abb. 3.4. Auf diese Weise erhalten wir eine

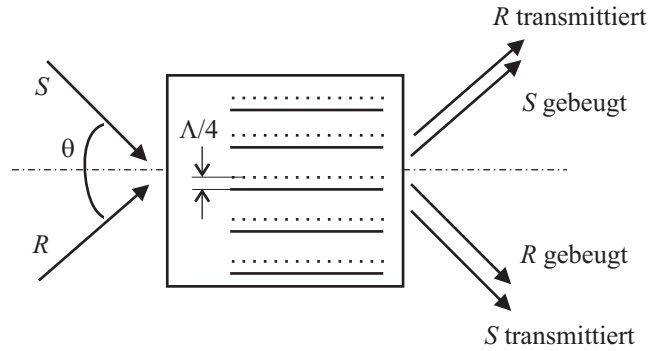


Abbildung 3.4: Schema zur Zweiwellenmischung.

Energieumkopplung von einer Welle in die andere. Die Richtung des Energietransfers hängt dabei ausschließlich vom Vorzeichen der Verschiebung des Indexgitters gegenüber dem Interferenzmuster ab und nicht von den relativen Intensitäten der beiden Bündel. Dies unterscheidet den photorefraktiven Effekt von anderen nichtlinearen Wechselwirkungen. Weiterhin ist ϕ in photorefraktiven Medien nie 0 oder π , was zur Folge hätte, daß keine Energieumkopplung stattfände.

Die Zweiwellenmischung wird gewöhnlich beschrieben durch die Theorie der Wellenkopplung, in der die beiden Schreibwellen als Eigenmoden des Materials in Abwesenheit des photorefraktiven Gitters betrachtet werden. Das Gitter selbst ist als Störung für die Kopplung dieser Eigenmoden verantwortlich [88]. Die auftretende Kopplungskonstante in den gekoppelten Wellengleichungen für die Intensität ist der photorefraktive Gain Γ , der die photorefraktive Effizienz eines Materials angibt, d. h. den Energieaustausch zwischen zwei Wellen charakterisiert. Er kann direkt durch Intensitätsmessungen bestimmt werden (s. Abschnitt 4.4.1). Ohne äußeres Feld lautet er [89]:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{\text{eff}} (\hat{e}_R^* \cdot \hat{e}_S) E_{\text{sc}}. \quad (3.48)$$

Hierin sind r_{eff} der effektive elektrooptische Koeffizient und $\hat{e}_{R,S}$ die Polarisationsvektoren der Schreibbündel.

Kapitel 4

Experimentelle Realisierung

In diesem Kapitel beschreiben wir die verwendeten Sillenit-Kristalle sowie die experimentellen Anordnungen und deren Komponenten zur Erzeugung der selbstfokussierten Strukturen in BTO und zur Demonstration des Prinzips der holographischen Kamera in BGO. Wir gehen ebenfalls auf die Methoden der Datenaufnahme und -analyse und Fehlerquellen in beiden Fällen ein.

4.1 Der $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ -Kristall

Zu Beginn unserer Arbeiten lag bereits eine große Anzahl von Veröffentlichungen zur Selbstfokussierung und zu photorefraktiven Solitonen vor, hauptsächlich, wie bereits erwähnt, in SBN. In $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ gibt es nur wenige experimentelle Untersuchungen (s. z. B. [34, 38]), seit dem Jahr 2001 auch in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [90]. Diese Tatsache, zusammen mit dem großen Interesse, das an der Selbstfokussierung in Silleniten besteht, hat uns dazu bewogen, eine Arbeit über BTO zu beginnen. Für diesen Kristall sprechen vor allen Dingen seine gute Photoleitfähigkeit und Photorefraktivität und seine relativ geringe optische Aktivität (im Vergleich zu den anderen Sillenit-Kristallen). Er ist außerdem in relativ großen Blöcken (im cm-Bereich) erhältlich. Die uns verfügbaren Exemplare sind aufgrund ihrer Geometrie sogenannte faserähnliche Kristalle und deshalb besonders interessant wegen der großen Distanz, die das Licht im Material zurücklegt, d. h. es propagiert über viele Beugungslängen. Außerdem erfährt das Bündel während der Propagation aufgrund der optischen Aktivität viele Perioden mit Nichtlinearitäten mit verschiedenen Vorzeichen bzw. keiner Nichtlinearität. Bei der Erzeugung von räumlichen Solitonen ist dieser Aspekt in der Literatur bisher nicht beachtet worden. Weiterhin können die applizierten elektrischen Feldstärken moderat gehalten werden (10 – 30 kV/cm).

Eigenschaften

Zur Familie der Sillenite gehören drei Kristalle: Wismut-Titanoxid, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (kurz BTO), Wismut-Germaniumoxid, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), und Wismut-Siliziumoxid, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO). Ihre Farbe ist von fahlem Gelb bis zu bernsteinähnlichem Braun.

Die Sillenit-Kristalle sind dem kubischen Kristallsystem und der Symmetrieklasse 23 zugeordnet. Ohne angelegtes elektrisches Feld sind sie daher optisch isotrop und können als lineare Medien angenommen werden. Sie besitzen nur einen vernachlässigbar kleinen photovoltaischen Effekt. Sillenite sind piezoelektrisch, zeigen gute photoleitende Eigenschaften und eine hohe Ladungsträgermobilität μ , was bei Bedarf sehr kurze Responsezeiten erlaubt. Tabelle 4.1 faßt die wichtigsten Eigenschaften zusammen.

Brechzahl	$n_0 = 2,25 - 2,58$ [1, 91, 92]
elektrooptischer Koeffizient	$r_{41} = 5,10 \text{ pm/V}^*$, $r_{41} = 5,17 \text{ pm/V}$ [87]
photovoltaisches Feld	$< 2 \cdot 10^{-2} \text{ V/cm}$
Photoleitfähigkeit	$\mu\tau_e = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$ ($L_D = 0,25 \mu\text{m}$) [1]
band gap	$\Delta W = 3,47 \text{ eV}$ [1]

Tabelle 4.1: Einige Parameter der verwendeten BTO-Kristalle, alle für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$. τ_e – Lebensdauer eines angeregten Elektrons, L_D – Diffusionslänge. (*) gemessen an einem von den uns verfügbaren Kristallen [93])

Die Untersuchungen in dieser Arbeit werden mit zwei BTO-Kristallen durchgeführt, die sich bezüglich ihrer kristallographischen Parameter unterscheiden (Tab. 4.2 und Abb. 4.1). Sie wurden an der Universität Joensuu, Finnland, am Fachbereich für Physik

	BTO-14	BTO-04
Kristallschnitt (x, y, z)	$[001] \times [1\bar{1}0] \times [110]$	$[1\bar{1}1] \times [\bar{1}12] \times [110]$
Dimension (b x h x l, mm ³)	$1,0 \times 5,5 \times 20,0$	$0,89 \times 5,64 \times 21,24$
\vec{E}_0 parallel zu	$[001]$	$[1\bar{1}1]$
Dotierung	nominell undotiert	nominell undotiert

Tabelle 4.2: Kristallographische Parameter der verwendeten BTO-Kristalle

von Dr. Prokofiev mit der LHPG-Methode (laser-heated pedestal growth) hergestellt [94].

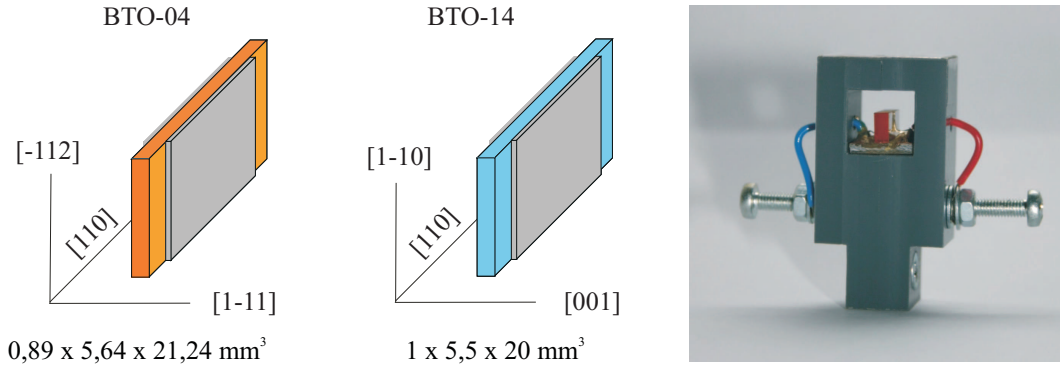


Abbildung 4.1: Geometrie der BTO-Kristalle. BTO-Kristall in Plastik-Halterung mit Elektroden, Sicht auf die (x, y) -Ebene.

Effektiver elektrooptischer Koeffizient

Aufgrund der Symmetrie der Kristallstruktur besitzt der elektrooptische Tensor der Sillenite nur drei von Null verschiedene, identische Einträge. In kontraktierter Schreibweise und im Kristallkoordinatensystem hat er folgende Form:

$$\hat{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

Dabei besitzt BTO ($r_{41} = 5,17 \text{ pm/V}$) einen größeren elektrooptischen Koeffizienten als BGO ($r_{41} = 3,6 \text{ pm/V}$) [87].

Der effektive elektrooptische Koeffizient, der für die Stärke des photorefraktiven Effekts in der verwendeten Konfiguration verantwortlich ist, lässt sich aus der Projektion des Tensors auf die Polarisationsrichtung \hat{e}_p berechnen,

$$r_{\text{eff}} = \hat{e}_p^* \cdot [\hat{\mathbf{r}} \hat{x}] \cdot \hat{e}_p. \quad (4.2)$$

In diesen Ausdruck gehen die Anordnung und der Schnitt des Kristalls sowie die Polarisation des Lichtbündels ein. Das Kristallkoordinatensystem wird repräsentiert durch den Einheitsvektor \hat{x} ; diese Achse ist parallel zum statischen elektrischen Feld im Kristall und senkrecht zum Wellenvektor \vec{k} des Signalbündels. Für Kristall BTO-04 ist

$$\hat{x} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

und der Vektor der linearen Polarisation in der Ebene (110) wird im Kristallkoordinatensystem durch

$$\hat{e}_p = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\cos \vartheta \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \vartheta \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \right] \quad (4.4)$$

dargestellt, wobei ϑ seinen Winkel mit der $[1\bar{1}1]$ -Achse angibt (gezählt im Uhrzeigersinn). Somit erhalten wir für den effektiven elektrooptischen Koeffizienten als Funktion von ϑ

$$r_{\text{eff}} = \frac{r_{41}}{\sqrt{3}} (1 - 3 \cos^2 \vartheta) . \quad (4.5)$$

Diese Funktion ist dargestellt in Abb. 4.2. Die Minima entsprechen einer maximalen, selbstfokussierenden Nichtlinearität, die Maxima einer maximalen Defokussierung.

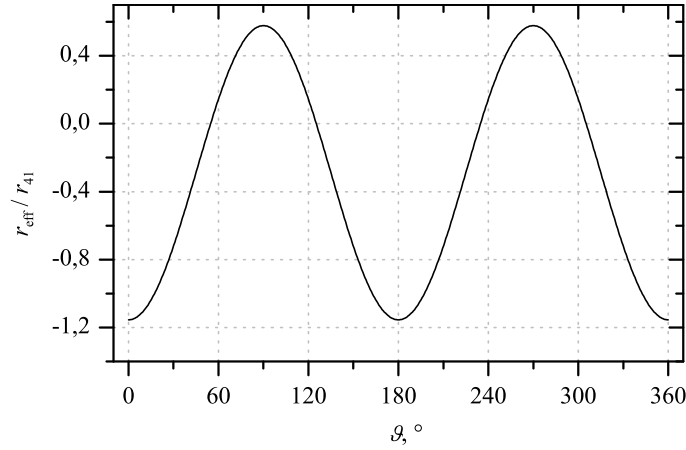


Abbildung 4.2: Effektiver elektrooptischer Koeffizient in Abhängigkeit des Winkels der linearen Polarisation bezüglich der Kristallachse $[1\bar{1}1]$.

Die Meßergebnisse werden demnach wesentlich von der Richtung des angelegten elektrischen Feldes bezüglich der Schnittebenen und der Polarität desselben beeinflusst. Weiterhin hängen die Stärke und das Vorzeichen der photorefraktiven Nichtlinearität von der Polarisation der Welle ab. Es ist deshalb wichtig, die Drehung der Polarisationsebene durch die optische Aktivität zu beachten; aufgrund der großen Länge des Kristall kann der Drehwinkel nicht vernachlässigt werden.

Optische Aktivität

Die Größe des Drehwinkels θ ist proportional zur Weglänge l_P , die das Licht im Kristall zurücklegt, $\theta = \varrho l_P$. Die Stärke der optischen Aktivität bzw. die spezifische Rotation ϱ ist vom jeweiligen Kristall sowie von der Wellenlänge λ abhängig. Sie variiert von

$\varrho = 6,3^\circ/\text{mm}$ in BTO bis $\varrho = 20^\circ/\text{mm}$ in BSO bei $\lambda_0 = 633\text{ nm}$ [40]. BTO zeigt, im Vergleich mit den anderen Silleniten, eine niedrige optische Aktivität [39]. Die Größe und das Vorzeichen von θ sind unabhängig von der Propagationsrichtung des Lichts. Die spezifische Rotation nimmt mit der Wellenlänge ab. In BTO ist die optische Aktivität *rechtsdrehend*, wenn man entgegen der Propagationsrichtung blickt. Wir verwenden die entsprechenden Bezeichnungen für die zirkularen Polarisationen ebenfalls in diesem Sinne.

Absorptionsspektrum und lichtinduzierte Absorption

Die Sillenite sind empfindlich im sichtbaren Bereich, mit einer kontinuierlich abfallenden Absorption von 480 bis 700 nm. Verglichen mit anderen photorefraktiven Kristallen zeichnen sie sich durch eine hohe Empfindlichkeit (bzw. Effektivität) gegenüber der eingestrahlten Energiedichte aus ($\sim 1 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$) [1]. Die effektive Dichte der photorefraktiven Zentren und somit die Absorption bei bestimmten Wellenlängen lassen sich durch Dotierung, z. B. mit Kupfer, erhöhen. Die in unserem Labor verfügbaren BSO-Kristalle, die nominell rein gezüchtet wurden, weisen eine ganze Reihe von Fremdspezies in ungewöhnlichen Konzentrationen auf [95], verglichen mit Exemplaren, die mit dem konventionellen Czochralski-Verfahren gezüchtet wurden. Dies kann auch auf unsere BTO-Kristalle übertragen werden, weshalb sie eine ungewöhnlich hohe Absorption vom Roten zu kürzeren Wellenlängen hin haben.

Zur Veranschaulichung findet man in Abb. 4.3 Absorptionsspektren im Sichtbaren für drei BTO-Kristalle aus unserem Labor. Unterhalb von 550 nm besitzen diese ebenfalls eine Durchlässigkeit verschieden von Null, doch aufgrund der starken lichtinduzierten Absorption zu kurzen Wellenlängen hin erhöht sich α praktisch instantan bei der spektroskopischen Messung selbst, so daß kein Signal detektierbar ist. Bei diesen drei Kristallen handelt es sich jedoch um „Modellexemplare“, da sie, im Gegensatz zu den hier behandelten BTO-04 und BTO-14, ausreichend breit sind für den Einsatz im Spektrometer. Der Fehler bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten beinhaltet die Fehler von n_0 , der gemessenen Transmission T_λ und der Länge L der Kristalle. Für den Brechungsindex haben wir eine relativ große Unsicherheit von $\Delta n_0 = 0,33$ angenommen. In der Literatur findet man $n_0 = 2,25 - 2,56$ [1, 91], jedoch wurde für einige von unseren faserähnlichen BTO-Kristallen, die alle in dem gleichen Labor gezüchtet wurden, ein Brechungsindex von 2,58 bestimmt [92]. Für BTO-31B erhalten wir bei $\lambda_0 = 633\text{ nm}$ einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha = (0,9 \pm 0,1)\text{ cm}^{-1}$. Transmissionsmessungen bei derselben Wellenlänge und verschiedenen Intensitäten des Signals ergaben für BTO-04 $\alpha = (0,85 \pm 0,05)\text{ cm}^{-1}$.

Der $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ -Kristall verändert bei Beleuchtung sein Absorptionsverhalten in der Weise, daß der Absorptionskoeffizient mit der Belichtungszeit zunimmt. Die intensi-

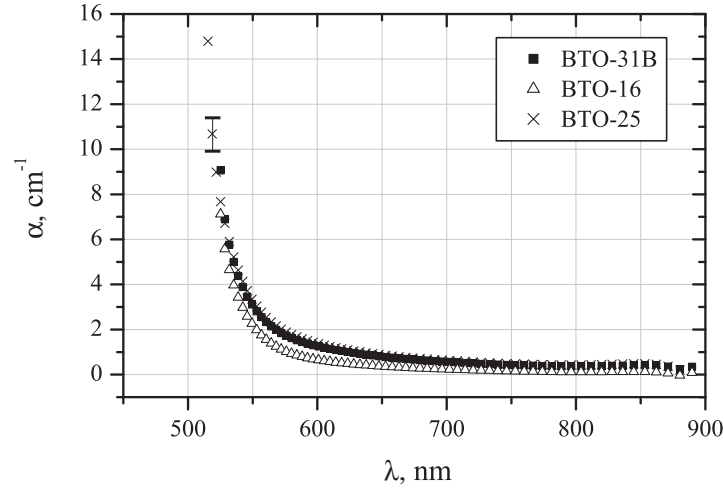


Abbildung 4.3: Absorptionsspektren dreier BTO-Kristalle.

tätsabhängige Absorption von Licht ist bereits in mehreren Kristallen, z. B. BaTiO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{KNbO}_3\text{:Fe}$, KTN:Fe sowie $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [96], beobachtet worden.

Ein Modell zur Erläuterung dieses Sachverhalts wurde u. a. von O. Kobozev et al. vorgeschlagen [96]. Dort wird die Existenz von Donatoren in drei tiefen Valenzzuständen (D_0, D_{1+}, D_{2+}) und in einem flachen Niveau (S_0) angenommen (*deep and shallow traps*). Bei Beleuchtung werden Elektronen aus D_0 und D_{1+} in das Leitungsband angeregt, wobei die Zustände D_{1+} und D_{2+} erzeugt werden. S_0 ist inaktiv. Das dritte tiefe Niveau (D_{2+}) soll bei Dunkelheit nicht vorhanden sein. Durch Rekombination der Ladungsträger in D_0, D_{1+} und S_{1-} nimmt die Anzahldichte der D_0 -Donatoren ab. Weiterhin wird für die Ionisierung des S_0 -Niveaus lediglich thermische Anregung in Betracht gezogen. Aufgrund dieser Umverteilung der Elektronen zwischen Niveaus mit unterschiedlichen Photoionisationsquerschnitten kommt es zu einer Änderung des Absorptionsverhaltens des Materials.

4.2 Der $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ -Kristall

Für die Realisierung der Wellenfrontspeicherung in einem photorefraktiven Kristall haben wir einen kupferdotierten BGO-Kristall¹ ausgewählt. Zunächst spielen ähnliche Kriterien wie auch bei den Selbstfokussierungs-Experimenten eine wichtige Rolle. BGO

¹Bereitgestellt von Jean-Claude Launay vom Institut de la Chimie de la Matière Condensée, Bordeaux, und neu geschnitten und poliert von Virginie Luyckx, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Orsay, Frankreich.

ist wie alle Sillenite optisch sehr empfindlich ($\sim 1 \text{ mJ/cm}^2$) [1, 97, 98, 99, 100]. Beachtet man die Zielstellung unseres Experiments, nämlich die Aufnahme von schnellen Ereignissen mit Impulslasern, ist BGO sehr gut geeignet für diese Anwendung, in welcher die Energie pro Puls beschränkt sein wird.

Weiterhin muß der Kristall eine geringe Einschreibzeit besitzen, um unseren Ansprüchen (Aufnahme von schnellen Ereignissen) gerecht zu werden. Aus früheren Arbeiten mit dem BGO:Cu-Kristall ist bekannt, daß er diese Forderungen erfüllt [89].

Andere Kristalle, wie Halbleiter der $\bar{4}3m$ -Gruppe, die sehr ähnliche Eigenschaften wie die Sillenite aufweisen, wurden ebenfalls in Betracht gezogen. In Kapitel 6, Abschnitt 6.4, werden wir jedoch zeigen, daß BGO in der Tat die beste Wahl bezüglich seiner Wellenlängensensitivität und der verfügbaren CCD-Kameras darstellt.

Eigenschaften

Die Eigenschaften des BGO:Cu sind natürlich denen von BTO sehr ähnlich. Das von uns verwendete BGO-Exemplar ist entlang der kristallographischen Flächen (110), $(1\bar{1}\sqrt{2})$, und $(\bar{1}1\sqrt{2})$ geschnitten. Es hat eine Größe von $5,9 \times 7,3 \times 7,5 \text{ mm}^3$. Eine Antireflexbeschichtung reduziert die Reflexion an den Außenflächen auf ca. 3% und trägt somit zur Minimierung von Energieverlusten bei. BGO hat eine relativ große optische Aktivität mit $\varrho = 38^\circ/\text{mm}$ bei der Wellenlänge von 514 nm, die bei der Wahl der Polarisierung von Objekt- und Referenzwellen beachtet werden muß. Seine Absorption bei derselben Wellenlänge beträgt $\alpha = (0,9 \pm 0,2) \text{ cm}^{-1}$ und der Brechungsindex $n_0 = 2,6$ [89]. Gezüchtet wurde er mit der Czochralski-Methode.

4.3 Selbstfokussierung in BTO

4.3.1 Parameterbereiche

Durch dieser Arbeit vorausgehende Untersuchungen, unterstützt durch theoretische Simulationen, konnten wir gleich zu Beginn die Bereiche einschränken, aus denen wir die jeweiligen Parameter der Messungen wählten. Diese Parameter lassen sich wie folgt einteilen:

Parameter des Laserbündels:

- Größe der Bündeltaille $2w_e$ auf der Eintrittsfläche des Kristalls
- Polarisierung
- Intensität I_S bzw. Leistung P_S

Kristallparameter:

- Größe (Länge und Breite)
- kristallographischer Schnitt
- Typ und physikalische Eigenschaften

Parameter, die direkten Einfluß auf die Selbstfokussierung nehmen:

- äußeres elektrisches Feld E_0
- Hintergrundintensität I_{HGB}
- Zeit t .

Parameter des Laserbündels

Der **Durchmesser**² $2w_e$ **des Signalbündels** auf der Eintrittsfläche des Kristalls sowie dessen Wellenfrontkrümmung an dieser Stelle spielen eine wichtige Rolle bei der Erzeugung von räumlichen Solitonen. Ist die Phasenfront eben, so ist $w_e = w'_0$, wobei w'_0 der Taillenradius des Gaußschen Bündels ist. Dann bestimmt der Radius den Divergenzwinkel Θ des Bündels im Kristall im linearen Fall, d. h. ohne angelegte Spannung,

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi w'_0}, \quad (4.6)$$

wenn z viel größer als die Rayleigh-Länge $z_R = \frac{\pi w_0'^2}{\lambda_0} n_0$ ist (Fernfeld). Für $w'_0 = 12 \mu\text{m}$ ist $z_R \approx 1,8 \text{ mm}$. Da wir mit sehr langen Kristallen arbeiten ($\approx 20 \text{ mm}$), haben wir uns für kleine Durchmesser entschieden. Andere Arbeiten [101, 102] und auch unsere eigenen mit denselben Kristallen haben gezeigt, daß das prinzipielle räumliche und zeitliche Verhalten des selbstfokussierten Bündels bzw. Solitons erhalten bleibt, wenn man w_e variiert. Selbstverständlich kann es sich bei diesen Variationen nur um einige $10 \mu\text{m}$ handeln. Nach oben ist w_e dadurch beschränkt, daß die nichtlineare Wechselwirkungslänge immer größer oder gleich der jeweiligen Beugungslänge bleiben muß; nach unten vor allem durch die Unzweckmäßigkeit von Fokussierungslinsen mit zu kleinen Brennweiten und durch die großen elektrischen Feldstärken, die zur Selbstfokussierung nötig wären.

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist die **Polarisation des Signalbündels** einer der wichtigsten Parameter, um den maximal möglichen Wert der Nichtlinearität, d. h. von δn , zu erhalten. Wegen der optischen Aktivität spielt, im Gegensatz zu nicht aktiven Materialien, ebenfalls der Ort z in Propagationsrichtung, an dem man die Welle betrachtet, eine Rolle. Bei linearer Polarisation wird sich δn periodisch ändern, so daß

²Wenn nicht besonders darauf hingewiesen wird, meinen wir mit Durchmesser stets den Durchmesser bei $\frac{1}{e^2} I_P$, mit I_P der Maximalintensität des Gaußschen Bündels.

im Kristall fokussierende, „lineare“ und defokussierende Gebiete gleichzeitig existieren. Beobachtet man also an der Kristallaustrittsfläche eine selbstfokussierte Struktur, so bedeutet dies, auch wenn der Bündeldurchmesser an dieser Stelle darauf hinweist, daß es sich eventuell *nicht* um ein räumliches Soliton handelt. Außerdem hängt es natürlich vom Winkel der Eingangspolarisation ab, ob man Defokussierung, normale Diffraktion oder Selbstfokussierung an einem gegebenen Ort vorfindet.

Setzt man dagegen zirkuläre Polarisation ein, so ist der effektive elektrooptische Koeffizient r_{eff} überall im Kristall entlang der z -Richtung annähernd konstant, die Welle erfährt die gleiche Nichtlinearität während der gesamten Propagation durch das Medium. Mit der Händigkeit der Polarisation stellt man die Stärke bzw. das Vorzeichen (ebenfalls abhängig vom **kristallographischen Schnitt**) der Nichtlinearität ein. In [85] wurde gezeigt, daß für den Drehsinn der Polarisation, der identisch mit dem der optischen Aktivität ist, eine effektive Selbstfokussierung hin zu räumlichen Solitonen möglich ist. Im Fall des BTO-04 ist dies rechtsdrehend, wenn man zur Lichtquelle hinsieht.

Es hängt von der **Intensität des Signalbündels** ab, ob natürliche Beugung vorliegt, sich räumliche Solitonen bilden oder die Welle räumlichen Modulationsinstabilitäten unterworfen ist. Andererseits, falls ein *quasistationäres* räumliches Soliton existiert, so hängt dessen Durchmesser vom Intensitätsverhältnis r ab; stationäre Solitonen sind von r unabhängig, solange $r > 1$ ist [35].

Kristallparameter

Die **Länge des Kristalls** in Propagationsrichtung bestimmt, zusammen mit der Bündeltaile auf der Eintrittsfläche, wieviele Beugungslängen vorhanden sind. Je länger die Propagationsdistanz ist, umso kleiner kann man deshalb den Bündeldurchmesser wählen, um den Effekt der Selbstfokussierung noch beobachten zu können. Die Beugungslänge l_d ist bestimmt durch

$$l_d = \frac{k w_0'^2}{2}, \quad (4.7)$$

was der oben erwähnten Rayleigh-Länge z_R entspricht. Für unsere Kristalle mit ≈ 20 mm Länge durchquert das Signalbündel demnach über zehn Beugungslängen während der Propagation im Material. Eine so lange Strecke wurde bisher experimentell, nach unserem Wissen, in der Literatur nicht betrachtet.

Breite: In x -Richtung liegt das äußere elektrische Feld an. Dessen Betrag kann relativ moderat gehalten werden, wenn der Kristall in dieser Richtung schmal ist, was bei uns der Fall ist. So arbeiten wir mit Feldstärken im Bereich von 10 – 30 kV/cm.

Wir haben unsere Untersuchungen zu photorefraktiven Solitonen ausschließlich an BTO-Kristallen durchgeführt, deren Wahl wir in Abschnitt 4.1 begründet haben. Durch

den **Kristalltyp** wird unter anderem bestimmt, ob in ihm photovoltaische, Drift- oder Diffusionssolitonen erzeugt werden können bzw. Kombinationen aus diesen, wie es meist der Fall ist. Außerdem ist natürlich die Ladungsträgerdynamik vom Kristalltyp abhängig.

Externe Parameter

Ebenso wie für die Intensität des Signalbündels existiert für das **angelegte elektrische Feld** E_0 ein sehr beschränkter Bereich, aus welchem man die Werte auswählen kann. Darauf werden wir in Abschnitt 4.3.2 weiter unten eingehen.

Der Einfluß der **Hintergrundbeleuchtung** auf die Dynamik und Stärke der Selbstfokussierung und das Erreichen eines räumlichen Solitons ist von großer Relevanz, da sie das Sättigungsverhalten des Kristalls verändert. Je größer I_d ist, umso schneller geht der photorefraktive Effekt in die Sättigung über, d. h. die induzierte Indexmodulation wird nicht mehr anwachsen. Selbst die Deckenbeleuchtung im Labor wird die Lebensdauer der eingeschriebenen Struktur beeinflussen.

Die im Experiment vorhandene Hintergrundbeleuchtung setzt sich stets aus der Dunkelintensität I_d und der Intensität der Weißlichtquelle I_{HGB} (und aller anderen Lichtquellen im Labor) zusammen. Bei absoluter Dunkelheit und Zimmertemperatur ist die Dunkelintensität sehr gering. In der Literatur findet man unterschiedliche Angaben für die thermische Anregungsrate β und den Photoionisations-Wirkungsquerschnitt s . Wir schätzen $I_d = \frac{\beta}{s}$ für BTO mit den Parametern aus [96] zu $\sim 10^{-2} \text{ mW/cm}^2$ ab.

Unsere Untersuchungen finden im cw-Betrieb, verbunden mit einem sehr geringen Energieeintrag, bei einer Wellenlänge von 633 nm statt. Die verwendeten Leistungen des Laserbündels variieren von 20 nW – 1 μW . Die beobachteten **Zeitskalen** der dynamischen Prozesse während der (De)Fokussierung sind stets vergleichbar mit den kristalltypischen Zeitskalen, wie der dielektrischen Relaxationszeit. Sie liegen im Sekundenbereich.

4.3.2 Experimentelle Anordnung zur Erzeugung von räumlichen Solitonen in BTO

Strahlengang des Signals

Zur Verifizierung der Selbstfokussierung hin zu räumlichen Schirmsolitonen wird folgender prinzipieller experimenteller Aufbau verwendet (Abb. 4.4). Ein Helium-Neon-Laser mit der Wellenlänge $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ und 3 mW Ausgangsleistung dient als Lichtquelle. Die emittierte Welle ist elliptisch polarisiert, wobei die große Halbachse in der Ebene der Abbildung liegt und die Exzentrizität der Ellipse sehr groß ist. Um horizontal linear

polarisiertes Licht zu erhalten, verwenden wir ein Glan-Thompson-Prisma im Strahlengang. Weiterhin wird mit Hilfe von Phasenverzögerungsplatten die jeweils benötigte

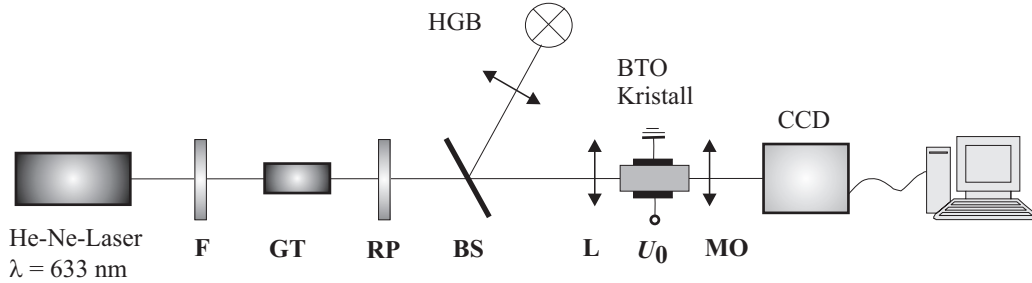


Abbildung 4.4: Prinzipieller experimenteller Aufbau zur Erzeugung photorefraktiver Solitonen. F – Dichtefilter; GT – Glan-Thompson-Prisma; RP – $\lambda/2$ - oder $\lambda/4$ -Plättchen; HGB – Weißlichtquelle; BS – Strahlteilerplatte; L – Fokussierungslinse; U_0 – externe Hochspannung; MO – Mikroobjektiv; CCD – CCD-Kamera.

lineare oder zirkulare Polarisation eingestellt.

Die Intensität der als Signalbündel bezeichneten Welle wird mit einem variablen Dichtefilter eingestellt. Zur Leistungsmessung dient eine Si-Photodiode. Mit einem Mikroskop-Objektiv mit 20facher Vergrößerung wird die Endfläche des Kristalls auf die CCD-Kamera abgebildet.

Das Signalbündel wird mit einer Fokussierungslinse ($f' = 60 \text{ mm}$) auf die Eintrittsfläche des Kristalls fokussiert. Die Lage des Fokus kann anhand der Beobachtung des Rückreflexes an einer weit entfernten Stelle verifiziert werden. Somit ist die Wellenfront am Kristalleingang (nahezu) plan.

Bei dem austretenden Laserstrahl handelt es sich annähernd um eine TEM_{00} -Mode mit einem Durchmesser³ von $2w_0 \approx 3 \text{ mm}$. Man berechnet den Taillenradius w'_0 des mittels Linse fokussierten Gaußschen Bündels mit der Beziehung

$$w'_0 = f' \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (4.8)$$

worin f' die hintere Brennweite der Fokussierungslinse darstellt. Wir arbeiten mit einem Eintrittsdurchmesser des Signalbündels von ungefähr $24 \mu\text{m}$; dieser Wert wurde experimentell ermittelt. In Abbildung 4.5 ist die Intensitätsverteilung des Signalbündels auf der Eintrittsfläche des Kristalls zu sehen. Die Asymmetrie ist auf Störungen zurückzuführen, die von den einzelnen Bauelementen (Filter, Prisma, usw.) eingebracht werden; es handelt sich in der Tat nicht um ein ideales Gaußbündel, dessen Durchmesser $2w'_0 \approx 16 \mu\text{m}$ wäre. Die Intensität I_S des Solitonenbündels bestimmen wir aus seiner

³Es gilt $I(x) = I_0 e^{-2x^2/w_0^2}$ für TEM_{00} -Moden. Bei $x = w_0$ ist I auf das $1/e^2$ fache von I_0 abgefallen. Dies entspricht ungefähr der mit dem bloßen Auge sichtbaren Bündelausdehnung. x bezeichnet den Abstand von der Bündelachse.

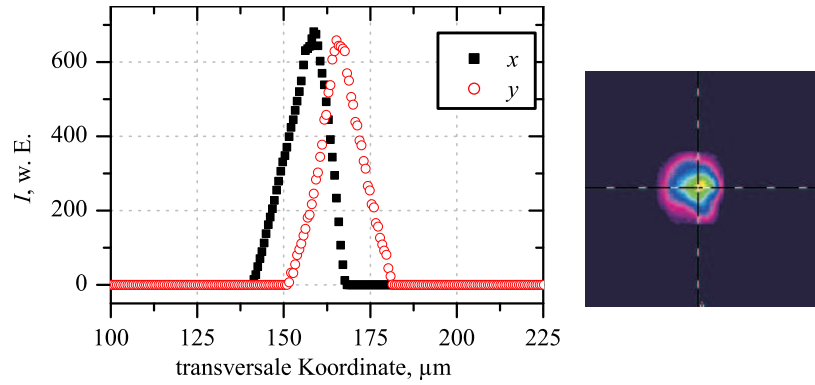


Abbildung 4.5: Intensitätsverteilung des fokussierten Signalbündels auf der Kristalleintrittsfläche (Profil parallel (x) und senkrecht (y) zu \vec{E}_0). Im Rahmen der Genauigkeit entspricht dies der Bündeltaile.

Leistung P_S mit der Gleichung

$$I_S = \frac{2P_S}{\pi w_0^2}. \quad (4.9)$$

Für $w_e = w'_0 = 12 \mu\text{m}$ erhalten wir die Faustformel $a \text{ nW} \div b \text{ mW/cm}^2 \approx 2,25$.

Hintergrundbeleuchtung

Die Hintergrundbeleuchtung zur künstlichen Erhöhung der Dunkelintensität wird durch eine Weißlichtquelle (Halogenlampe) geliefert. Mittels Teleskop wird der Kristall von vorn vollständig und gleichmäßig beleuchtet. Dies bedeutet zwar keine homogene Ausleuchtung über seine gesamte Länge, jedoch ist die Weißlichtbeleuchtung symmetrisch zum Laserbündel. Außerdem läßt sich diese Anordnung am besten reproduzieren.

Die Weißlichtquelle besitzt drei Intensitätsstufen, wobei der Abstand zwischen den Stufen 1 und 2 ca. $\times 2$ beträgt und zwischen den Stufen 2 und 3 ca. $\times 3$. Das Spektrum der Halogenlampe ist vom grünen zum roten Bereich stark abfallend. Zwei beispielhafte Intensitätsmessungen direkt vor dem Kristall finden sich in Abbildung 4.6.

Die Intensität der Hintergrundbeleuchtung und somit das Intensitätsverhältnis r wird indirekt durch Vergleich mit der Signalintensität am Kristallende in Pixeln bestimmt. Wir messen den Untergrund im Kamerabild bei Abwesenheit des Signalbündels, indem wir entlang zweier Schnitte in x - und y -Richtung mitteln. Aufgrund der lichtinduzierten Absorption (LIA) des Kristalls muß die Hintergrundintensität vor und nach jedem einzelnen Experiment neu gemessen werden. Um den Effekt der LIA zu minimieren, ist es außerdem notwendig, den Kristall vor Beginn der Messungen ca. 15 – 20 Minuten mit der Weißlichtlampe zu beleuchten, um die Absorption in die Nähe der Sättigung anzuheben, in der sie sich nur noch geringfügig ändert.

In den Experimenten bestimmen wir r aus dem Verhältnis der Intensität des sta-

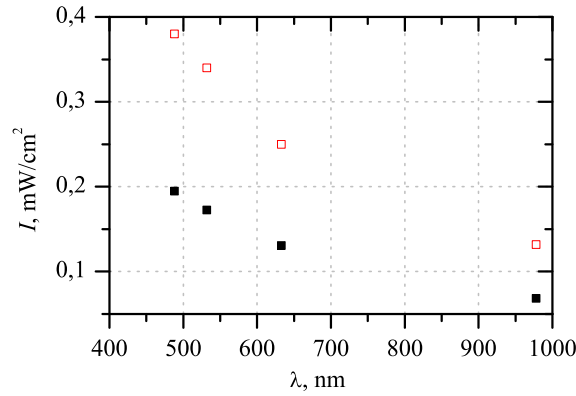


Abbildung 4.6: Spektrum der Weißlichtquelle für zwei typische Leistungen.

tionär selbstfokussierten Bündels I_P (sofern dieser Zustand existiert) und der durch den Kristall transmittierten Hintergrundintensität I_{HGB} . Es handelt sich deshalb nicht um exakt dasselbe r wie in Formel (3.23) definiert. Erstens variiert, sofern das Bündel stationär selbstfokussiert wird, seine Intensität mit der Zeit und mit dem Ort, weshalb auch r veränderlich ist für ein und dieselbe Messung. Zweitens sind I_{HGB} und I_d nicht identisch, wobei I_d aber konstant ist. Beim Vergleich von Meßergebnissen mit Simulationen muß dies beachtet werden.

Hochspannung

Am BTO-Kristall liegt in horizontaler (x -) Richtung die Gleichspannung U_0 an, welche sich im Bereich von 0 bis ca. 5 kV variieren läßt. Es handelt sich um eine sehr fein regelbare Spannungsversorgung für ein Elektronenmikroskop.

Die maximal verwendbare Spannung ist in der Praxis dadurch begrenzt, daß ab einer bestimmten Feldstärke E_0 Überschläge zwischen den Elektroden stattfinden. Dieser obere Grenzwert liegt bei $E_{0,\text{max}} \approx 40 \text{ kV/cm}$. Um noch höhere Spannungen an den Kristall anlegen zu können, müßte dieser in einer evakuierten Kammer platziert werden. Für unsere Zwecke dieser Arbeit sind die verfügbaren Feldstärken jedoch ausreichend.

Die Aluminium-Elektroden sind auf den Kristall aufgedampft. Sie nehmen fast dessen gesamte Länge (in z -Richtung) ein.

4.3.3 Beobachtungsmethode

Die Auswertung der Kamerabilder durch die Bildverarbeitungssoftware „Laser Beam Analyzer (LBA)“ (SPIRICON®) bildet die Grundlage aller experimentellen Untersuchungen. Wir bestimmen auf diese Weise die Bündelintensität und die Bündelweiten parallel und senkrecht zum äußeren elektrischen Feld am Kristallende sowie die wich-

tigen Zeitkonstanten. Dies ist eine *direkte* Beobachtung. Wir haben sie der *indirekten* aus einem wichtigen Grund vorgezogen. Es findet stets eine Bündelablenkung (*beam bending*) von der optischen Achse während der Propagation sowohl räumlich als auch zeitlich statt. Diese Tatsache schließt eine Messung z. B. mit einer hinter einem Spalt im Fernfeld platzierten Photodiode aus, da die Messung fehlinterpretiert würde.

Die Bestimmung der Bündelweiten erfolgt in den meisten Fällen indirekt. Zum einen geben wir lediglich das Verhältnis

$$\gamma = \frac{w(t)}{w_D} \quad (4.10)$$

an, meist unter Verwendung der Bündelweite in x -Richtung, die wir mit w_{\parallel} bezeichnen. Die normal gebeugte Bündelweite $w_D = w(0)$ ist bei gleicher Fokussierungslinse und Wellenlänge stets dieselbe und deshalb normierungsunabhängig; sie wird zum Zeitpunkt $t = 0$ gemessen. Dies erleichtert erheblich die jeweils zugehörige Messung der Bündelweite im fokussierten Zustand, $w(t)$. Für $\gamma = 1$ liegt demnach normale Beugung vor. Wenn wir bei dem Signalbündel von einem Gaußschen Bündel ausgehen, so berechnet sich sein Radius im Abstand l von der Bündeltaile entlang der Propagationsrichtung aus

$$w_D(l) = w'_0 \left[1 + \left(\frac{l\lambda_0 M^2}{\pi w_0^2 n_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.11)$$

Hierin ist M^2 ein Parameter, der der Tatsache Rechnung trägt, daß in der Realität kein ideales Gaußsches Bündel vorliegt (was $M^2 = 1$ bedeuten würde). Auch im fokussierten Zustand betrachten wir das Bündel als Gaußsch. Wenn es sich tatsächlich um ein räumliches Soliton handeln sollte, dann haben wir genaugenommen eine Amplitude in der Form eines Sekans hyperbolicus [71, 103]. Wie wir der Abbildung 4.7 entnehmen, sind Gauß und Sekans hyperbolicus derart ähnlich (sowohl als Amplituden

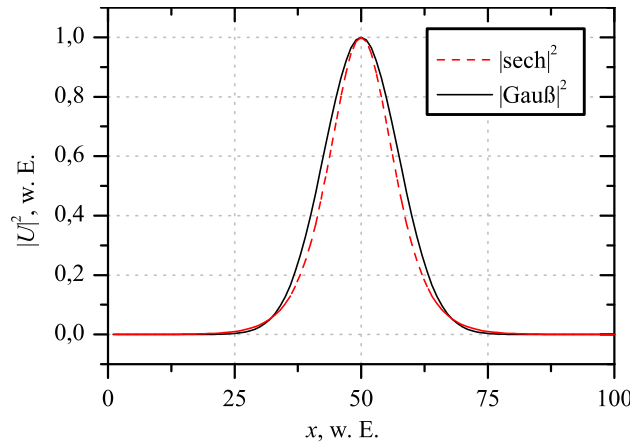


Abbildung 4.7: Vergleich von $|U|^2$ für ein Gaußprofil und einen Sekans hyperbolicus.

als auch als Intensitäten), daß wir bei Verwendung eines Gaußfits zur Bestimmung des Bündeldurchmessers bei I_P/e^2 *diesbezüglich* nur einen vernachlässigbar kleinen Fehler machen.

Zum anderen reicht in den meisten Fällen die Kenntnis der Peakintensität I_P an der Kristallrückfläche aus. Durch die direkte Beobachtung mit der CCD-Kamera ist auch sichergestellt, daß tatsächlich des Bündels Peakintensität herangezogen wird und nicht lokale Intensitätsmaxima, die z. B. durch Verunreinigungen auf dem Kristall oder eine Inhomogenität darin hervorgerufen wurden. Dadurch kann die Bestimmung zeitlichen Entwicklung der Peakintensität mit der LBA-Software kann sehr genau erfolgen. Die Bündelweiten selbst sind sehr schwierig zu bestimmen und oft mit großen Fehlern behaftet, weil z. B. die Flanken des Bündels weniger intensiv sind als der Untergrund und in diesem verschwinden oder das Bündel nicht ideal gaußförmig ist, die Auswertung aber mit Hilfe eines Gaußfits erfolgt. Deshalb wird dies nur in zweifelsfreien Fällen getan. Dort haben wir den relativen Fehler zu ca. 10% abgeschätzt.

Die Genauigkeit bei der Bestimmung der charakteristischen Zeitskalen ist gegeben durch die Wiederholrate der Kamera (25 Hz, bezüglich der Aufnahmezeiten der einzelnen Datensätze) sowie durch die Identifizierung bestimmter Ereignisse (z. B. Eintritt und Dauer eines quasistationären Zustands). Wir geben hierfür ca. 15% relativen Fehler an.

4.4 Wellenfrontspeicherung in BGO

4.4.1 Aufbau der holographischen Kamera

Das Prinzip der Wellenfrontspeicherung verifizieren wir mit dem abgebildeten Aufbau (Abb. 4.8). Wir verwenden einen Argon-Laser mit $\lambda_0 = 514 \text{ nm}$. Signal- und Referenzbündel bilden einen Winkel von 90° . Die Vorteile dieser Konfiguration haben wir bereits in Abschnitt 2.3 dargelegt. Der wichtigste Punkt ist, daß der Beugungswirkungsgrad nur geringfügig vom Einfallswinkel des Referenzbündels abhängt [104]. Der Meßablauf wird komplett gesteuert mit Hilfe der graphischen Entwicklungssoftware LabVIEW™.

Der Gittervektor des Indexgitters im Kristall liegt entlang der [001]-Achse in der (110)-Ebene, was der Kopplungs-Konfiguration entspricht. Bedingt durch die optische Aktivität des BGO-Kristalls würden sich konstruktive und destruktive Interferenzen im Material abwechseln, wenn man mit linear polarisierten Wellen arbeiten würde. Frühere Messungen an diesem Kristall, durchgeführt mit linearer Polarisation der Referenz- bzw. Pumpwelle, zeigten, daß der Beugungswirkungsgrad entlang der Propagationsachse der Referenz aufgrund der optischen Aktivität periodisch moduliert ist. Er wird gleichmäßig, wenn beide Wellen zirkular polarisiert und somit Eigenwellen des Kristalls

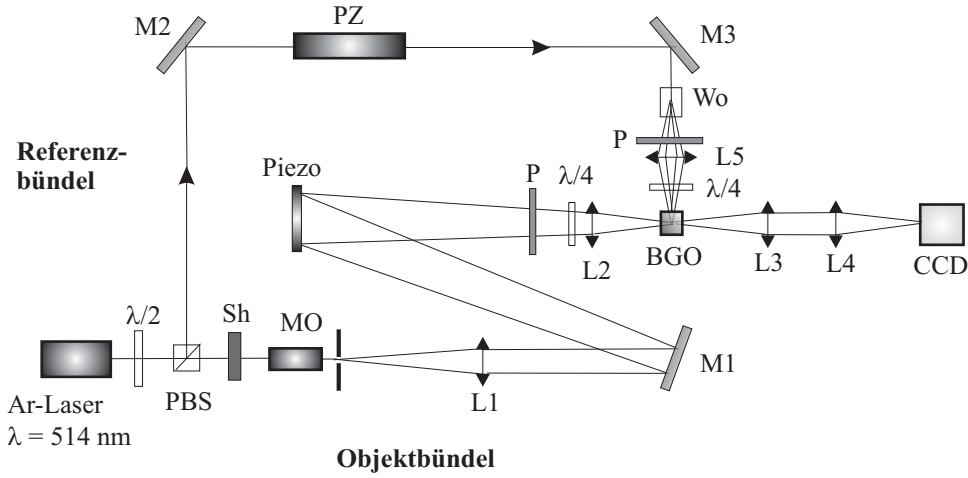


Abbildung 4.8: Aufbau des holographischen Interferometers: Sh – Shutter; PBS – Polarisations-Strahlteilerwürfel; MO – Mikroskopobjektiv; M1, M2, M3 – Spiegel; BGO – BGO:Cu-Kristall; P – Polarisatoren; Wo – Wollaston-Prisma; Piezo – Piezo-Plättchen mit angelegter Spannung; PZ – Pockelszelle; L1, L2, L5 – Linsen; L3-L4 – Teleskop; $\lambda/2$, $\lambda/4$ – Phasenverzögerungsplatten.

sind. Weiterhin können wir den effektiven elektrooptischen Koeffizienten um einen Faktor 3 erhöhen, wenn wir identische Händigkeit für beider Bündel Polarisation wählen anstatt entgegengesetzter [104], wobei der Drehsinn selbst keine Rolle spielt.

Der photorefraktive Gain Γ des Kristalls ist definiert durch

$$P_{oP} = P_{mP} e^{-\Gamma l}, \quad (4.12)$$

also

$$\Gamma = -\frac{1}{l} \ln \left(\frac{P_{mP}}{P_{oP}} \right), \quad (4.13)$$

mit den Leistungen der Signalwelle mit (im stationären Zustand) und ohne Pumpwelle, P_{mP} und P_{oP} , wobei für den ersten Wert der stationäre Zustand genommen wird, und der Dicke l des Kristalls, die die Pumpwelle durchsetzt. Γ beträgt $\approx 0,4 \text{ cm}^{-1}$. Dies bedeutet eine Abschwächung des Signals um ca. 30 % bei gleichzeitigem Vorhandensein der Pumpwelle. Der resultierende Beugungswirkungsgrad (für *ein* Hologramm) berechnet sich aus [89]

$$\eta = \left(\frac{m\Gamma l}{4} \right)^2, \quad (4.14)$$

wobei m die Modulationstiefe der Interferenzfigur ist, $m = 2 \sqrt{\frac{I_{\text{sig}} I_{\text{ref}}}{I_{\text{sig}} + I_{\text{ref}}}}$, mit den Intensitäten des Signal- und des Referenzbündels. Der Beugungswirkungsgrad gibt das Verhältnis der Intensitäten von am Gitter gebeugter und einfallender Welle an. Wir erhalten

somit für maxile Modulation eine Beugungseffizienz von $\eta \approx 5,6 \cdot 10^{-3}$, die sich aber für die tatsächlich für m bestimmten Werte erheblich verringern wird. Dies ist allerdings der praktisch einzige Nachteil der 90° -Konfiguration, und es wird später gezeigt werden, daß sie dennoch optimal an die Anforderungen der Wellenfrontspeicherung angepaßt ist.

Die Sättigungsenergiedichte τ_0 kann man betrachten als eine Zeitkonstante zum Einschreiben von einem Gitter in den Kristall mit einer Einheitsbeleuchtung,

$$\tau_0 = \tau(I_{\text{sig}} + I_{\text{ref}}). \quad (4.15)$$

Hierin ist τ die Zeitkonstante des Gitteraufbaus, d. h. die photorefraktive Responsezeit, bei diesen Intensitäten. τ_0 beträgt rund 20 mJ/cm^2 [89].

Signal

Das Signalbündel passiert einen Raumfilter, welcher aus einem Mikroskopobjektiv und einem Pinhole besteht, um das Objekt gleichmäßig zu beleuchten. In unserem Fall haben wir als Objekt ein Piezo-Plättchen gewählt, welches mittels angelegter Spannung in Schwingungen versetzt werden kann. Die Polarisation des vom Objekt gestreuten Lichts wird dann rechtszirkular eingestellt, und zwar mit einem dichroitischen Polarisator und einem $\lambda/4$ -Plättchen. Das Zwischenbild des Objekts wird mit Linse L2 im Zentrum des Kristalls erzeugt und mit dem Teleskop L3-L4 auf den CCD-Chip abgebildet. Bei dem Teleskop handelt es sich um ein $4f$ -System mit der Öffnung $f/5$, welches mit der Vergrößerung 1 abbildet. Die Abb. 4.9 gibt einen Eindruck von der Anordnung der holographischen Kamera auf dem Labortisch.

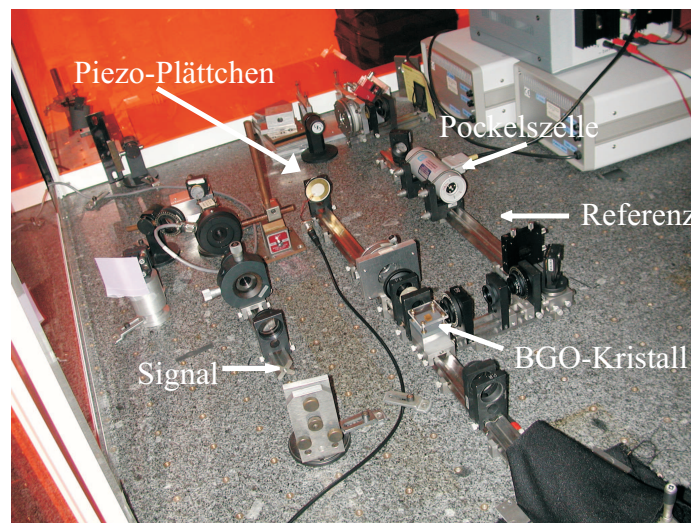


Abbildung 4.9: Anordnung der holographischen Kamera im Labor.

Referenz

Das Referenzbündel wird mit Hilfe einer Pockelszelle und einem darauffolgenden Wollaston-Prisma winkelnkodiert. Die Pockelszelle schaltet die Polarisation der Welle entsprechend der angelegten Spannung. Das Wollaston-Prisma lenkt das Bündel gemäß seiner Polarisation in zwei mögliche Richtungen. Der Separationswinkel des Prismas beträgt $\approx 20^\circ$. Beide Referenzbündel werden dann ebenfalls rechtszirkular polarisiert mittels Polarisator und $\lambda/4$ -Plättchen. Die Linse L5 bildet das Wollaston-Prisma in den Kristall ab, sodaß das Referenzbündel unabhängig vom Einfallswinkel stets an derselben Stelle auftritt. Im Zusammenhang mit Zweiwellenmischung heißt das Referenzbündel auch Pumpwelle.

Die Abbildung 4.10 zeigt das Bild des sich in Ruhe befindenden Piezo-Plättchens im Kristall, wie es von der CCD-Kamera aufgenommen wird, und zwar bei Vorhandensein

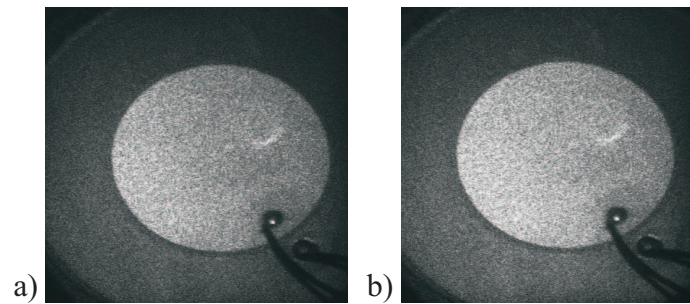


Abbildung 4.10: Bild des Piezo-Plättchens im Kristall. a) Referenz und Signal sind vorhanden, b) nur das Signal ist vorhanden.

beider Bündel sowie ohne Referenzwelle. In diesem Falle beträgt der photorrefraktive Gain ca. $0,2 \text{ cm}^{-1}$, was beim Vergleich der Bilder zu erkennen ist.

4.4.2 Aufnahmefethoden

Doppelbelichtungsmethode

Bei der Doppelbelichtungsmethode (DBI) [105] werden Hologramme vom Objekt, aufgenommen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t_1 und t_2 , im Aufnahmemedium gespeichert. Ausgewertet wird das Interferogramm aus den an diesen beiden Hologrammen rekonstruierten Objektwellen.

Zunächst wird ein Hologramm vom Piezo-Plättchen aufgenommen, an welchem keine Spannung anliegt, und zwar mit dem Referenzbündel in einer von den zwei möglichen angularen Positionen. Dazu wird an die Pockelszelle die Spannung U_{offset} angelegt. Danach wird das Objekt durch Anlegen der Spannung U_P in Schwingung ver-

setzt, und ein zweites Hologramm wird aufgenommen, mit der Referenz in der zweiten möglichen Richtung (Spannung $U_{\text{offset}} + U_{\frac{\lambda}{2}}$ an der Pockelszelle). In unserem Fall ist $t_2 - t_1 = 100$ ms. Nun wird das Objektbündel geblockt und die Spannung $U_{\text{offset}} + U_{\frac{\lambda}{2}}/2$ an die Pockelszelle angelegt, so daß beide Referenzbündel gleichzeitig auf den Kristall auftreffen. Diese rekonstruieren die zwei gespeicherten Hologramme, welche auf der CCD interferieren.

Diese Aufnahmemethode ist die Grundlage der Wellenfrontspeicherung in BGO. In unserem Fall ist die Aufnahmezeit theoretisch nur durch die Schaltzeit der Pockelszelle begrenzt, welche im Bereich von 10 ns liegt. Die Speicherzeit der Hologramme im Kristall dagegen beträgt einige Stunden in Dunkelheit.

Echtzeitmethode

Der in Abschnitt 4.4.1 beschriebene optische Aufbau wird ebenfalls verwendet, um die Echtzeitmethode (EZI) zu testen und sie mit der Doppelbelichtungsmethode zu vergleichen. Echtzeit-Interferometrie besteht in der Aufnahme eines Hologramms vom Objekt als Referenz, mit der jede nachfolgende Modifikation der Form oder des Zustandes des Objekts direkt und in Echtzeit verglichen wird.

Zuerst wird ein Hologramm vom sich in Ruhe befindenden Piezo-Plättchen aufgenommen. Im Ausleseschritt wird das Objekt mittels Spannung zu Schwingungen angeregt, und die von ihm kommende, transmittierte Wellenfront interferiert mit der am Hologramm gebeugten (rekonstruierten) Wellenfront. Die Pockelszelle ist bei dieser Methode inaktiv, so daß stets nur ein Referenzbündel vorhanden ist. In der Zeitspanne zwischen der Aufnahme und dem Auslesen des Hologramms wird dieses nicht modifiziert.

Kapitel 5

Selbstfokussierung in BTO – Experimentelle Resultate und Analyse

Wir stellen in diesem Kapitel die Ergebnisse der Experimente zur Selbstfokussierung und Solitonenausbildung in BTO vor. Dabei unterscheiden wir zwischen zirkularer und linearer Polarisation des Signalbündels. Außerdem betrachten und analysieren wir die Resultate in Abhängigkeit vom äußeren elektrischen Feld E_0 und von der Signalintensität I_S . Auch auf den Einfluß der Hintergrundintensität I_d auf den Selbstfokussierungsprozeß werden wir eingehen.

Unsere Untersuchungen zur Abhängigkeit der Selbstfokussierung von der Polarisation des Signalbündels lassen sich in zwei große Bereiche einteilen: zirkulare (s. Abschnitt 5.1) und lineare Polarisation (Abschnitt 5.2). Am Anfang unserer Arbeit haben wir ausschließlich mit letzterer gearbeitet. Die (unserer Meinung nach) wichtigeren und signifikanteren Ergebnisse erzielten wir jedoch mit zirkularer Polarisation.

Folgende Punkte werden von der Polarisation direkt beeinflusst: (i) die Dynamik und die Stabilität, (ii) die Elliptizität des selbstfokussierten Bündels und (iii) die Neigung der Hauptachsen der Ellipse sowie (iv) die Stärke der Selbstfokussierung, γ , und zwar jeweils in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E_0 und von den Intensitäten I_S und I_d bzw. vom Intensitätsverhältnis r .

5.1 Zirkulare Polarisation des Signalbündels

In diesem Abschnitt stellen wir die Resultate und Analysen zur Selbstfokussierung bei zirkular polarisiertem Signalbündel vor. Die entsprechenden Messungen wurden mit dem Kristall BTO-04 durchgeführt.

5.1.1 Generelle Erscheinung und Dynamik des Selbstfokussierungsprozesses

Wenn alle Parameter optimal eingestellt sind, so findet eine Einschnürung des Signalbündels statt, welche über mehrere Stunden stabil sein kann und im Idealfall zu einem Bündeldurchmesser am Kristallende führt, welcher der Eingangsbandbreite $2w_e$ entspricht [106, 107]. Die prinzipielle Erscheinungsweise der Dynamik, wie wir sie mit der CCD-Kamera beobachten, ist in Abb. 5.1 dargestellt. Bei dieser Messung betragen die äußere elektrische Feldstärke $28,1 \text{ kV/cm}$, die Intensität des Signalbündels $\approx 67 \text{ mW/cm}^2$ und das Intensitätsverhältnis $r \approx 10$. Die Polarisation des Bündels ist rechtszirkular und sein Tailenradius auf der Kristalleintrittsfläche $\approx 12 \mu\text{m}$. Die Hochspannung wird zum Zeitpunkt $t = 0$ eingeschaltet.

Die Abb. 5.1 dokumentiert die Existenz einer transienten symmetrischen Selbstfo-

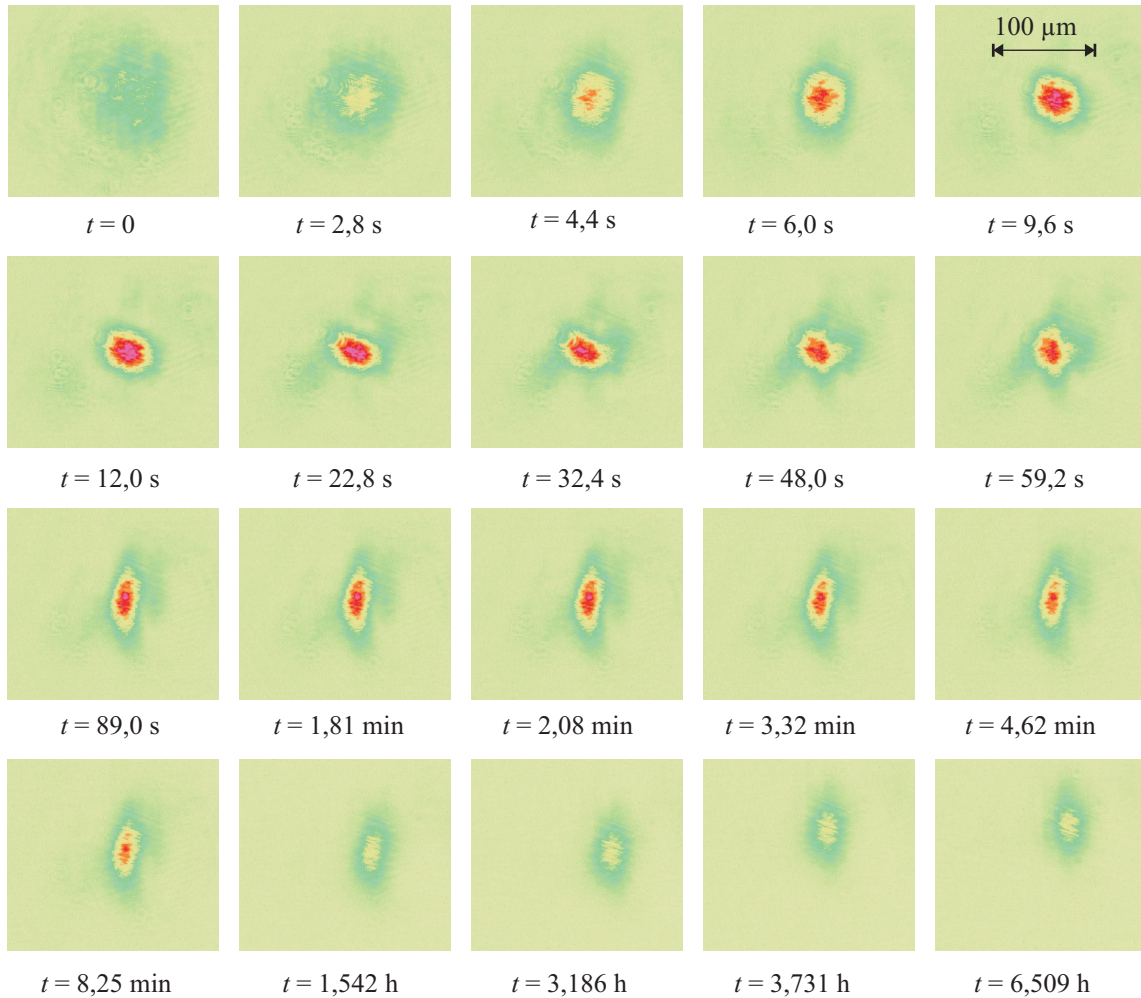


Abbildung 5.1: Kamerabilder von der Kristallendfläche. Dynamik der Selbstfokussierung mit $E_0 = 28 \text{ kV/cm}$, $I = 67 \text{ mW/cm}^2$, $r \approx 10$.

kussierung, also eines quasistationären Zustandes. Dann sind die Bündelradien in den Richtungen parallel (x) und senkrecht (y) zum äußeren Feld nahezu identisch, wie die jeweiligen Bündelprofile in Abb. 5.2 zeigen. Im weiteren Verlauf relaxiert das Bündel

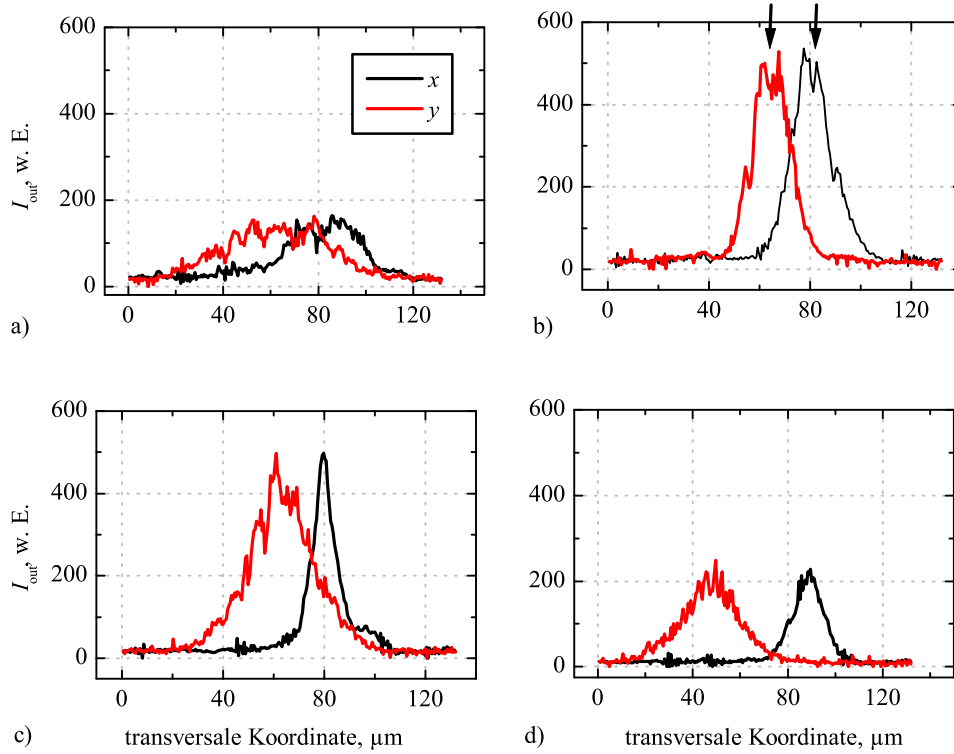


Abbildung 5.2: Intensitätsprofile parallel (x) und senkrecht (y) zum äußeren Feld a) im linearen Fall ($t = 0$), b) im quasistationären Zustand ($t = 12$ s), c) und d) im stationären Zustand (89 s und 6,509 h).

in y -Richtung in einen weniger fokussierten Zustand, der fast dem normal gebeugten entspricht, während die Fokussierungsstärke in x -Richtung, parallel zum äußeren Feld, noch einmal zunimmt. Dieser Zustand ist sehr stabil und langlebig, er heißt stationärer Zustand. Die Komponente senkrecht zum äußeren Feld erfährt während des quasistationären Zustands eine größere Fokussierung als die parallele. Wir haben allerdings auch den anderen Fall feststellen können, wo die parallele Komponente stets stärker fokussiert wird als die senkrechte.

Der Abschirmprozess des äußeren elektrischen Feldes durch das Raumladungsfeld ist im stationären Zustand abgeschlossen, und das innere elektrische Feld ist vollständig aufgebaut. Dies bedeutet, daß sich das Indexprofil im wesentlichen nicht mehr ändert, insbesondere nicht die Breite und Tiefe des eingeschriebenen Kanals.

Die Dauer des quasistationären Übergangs t_{qs} hängt vom Intensitätsverhältnis r und deshalb auch von der Intensität I des Signalbündels ab, ebenso wie die Zeit t_{min} bis zum Erreichen desselben. Je größer r , desto kleiner wird t_{min} . Die Lebensdauer des

quasistationären Solitons ist proportional zu seiner Entstehungszeitdauer, was auch von Fressengeas et al. [35] bestätigt wurde; letztere wiederum ist eng mit der dielektrischen Relaxationszeit verknüpft. Während dieser transienten Phase ist die Selbstfokussierungsstärke insgesamt am größten. Interessant ist die Umkehrung der Elliptizität des Bündelquerschnitts während des Übergangs vom quasistationären in den stationären Zustand; zu zwei Zeitpunkten sind die Bündelweiten in x - und y -Richtung identisch.

Die starke Elliptizität des fokussierten Bündels, welches eingangs zirkular ist, wird in erster Linie bedingt durch die Vorzugsrichtung, die das äußere elektrische Feld vorgibt [108, 109]. Die induzierte Indexmodulation ist anisotrop und variiert mit dem Grad der Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes. Wenn kein Bündel vorhanden ist, so ist die feldinduzierte Doppelbrechung maximal. Sie erreicht ihr Minimum, wenn die Abschirmung vollständig ist.

Sehr interessant ist auch die Tatsache, daß das Bündelprofil im fokussierten Zustand sehr viel glatter ist als im normal gebeugten (abgesehen von einer Verunreinigung auf der Kristallrückfläche, welche im Bild 5.2 b) mit Pfeilen gekennzeichnet ist). Im quasistationären Fall sind das demnach die Querschnitte sowohl in x - als auch in y -Richtung, im stationären nur der entlang der x -Achse. Man kann daraus schließen, daß die verzerrte Wellenfront im linearen Fall von Streuprozessen an Inhomogenitäten im Kristall herrührt. Im nichtlinearen Fall spielen einerseits diese Streuungen keine Rolle mehr, da die durch die Nichtlinearität induzierte Indexinhomogenität stärker ist als die bereits im Kristall vorhandenen, welche die Streuungen verursachen. Andererseits ist das Volumen, welches das Bündel im linearen Fall durchquert, natürlich viel größer als im nichtlinearen Fall. So erfährt die Wellenfront der divergierenden Welle deutlich mehr Störungen während der Propagation durch den Kristall, als wenn ihre Fläche durch die Selbstfokussierung beschränkt ist. Voraussetzung für das Einsetzen des Fokussierungsprozesses ist allerdings, daß die Inhomogenitäten auf dem Weg des Bündels und damit die Streuungen daran nicht zu groß sind.

5.1.2 Selbstablenkung des Bündels

Wie bereits im Abschnitt 4.3.3 erwähnt, findet bei praktisch allen Meßreihen, d. h. bei allen möglichen Parametern (E_0 , I_S , I_{HGB} , Polarisation), das *beam bending* statt, und zwar sowohl in x - als auch in y -Richtung. Es ist ausgeschlossen, daß es sich dabei um einen Diffusionseffekt handelt, denn es gilt $E_{\text{diff}} \ll E_{\text{drift}}$. Die beobachtete Selbstablenkung hat in unserem Fall in der Regel zwei Zeitkonstanten, nämlich eine sehr kleine und eine ungewöhnlich große. Das Bündel wird sowohl sofort nach Einschalten der Spannung in Feldrichtung verschoben als auch im stationären Bereich nach mehreren Stunden (bezeichnet mit Δl_x). Dies ist in den Abbildungen 5.3 – 5.5 dokumentiert, wobei die beiden letzteren vergrößerte Ausschnitte aus ersterer darstellen. Gezeigt sind

jeweils die Änderungen des Ortes des Bündelzentrums, da dies präziser ist als die Angabe des Ortes der Peakintensität I_P .

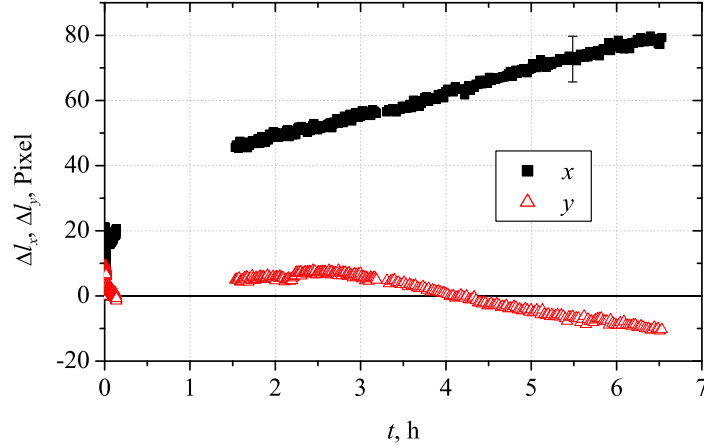


Abbildung 5.3: Relative Bündelablenkung $\Delta l_x(t)$, $\Delta l_y(t)$ während der Selbstfokussierung, Langzeitmessung. Die Lücken in den Kurven hier und im weiteren Verlauf rühren von der begrenzten Speicherkapazität unseres Aufnahmesystems her.

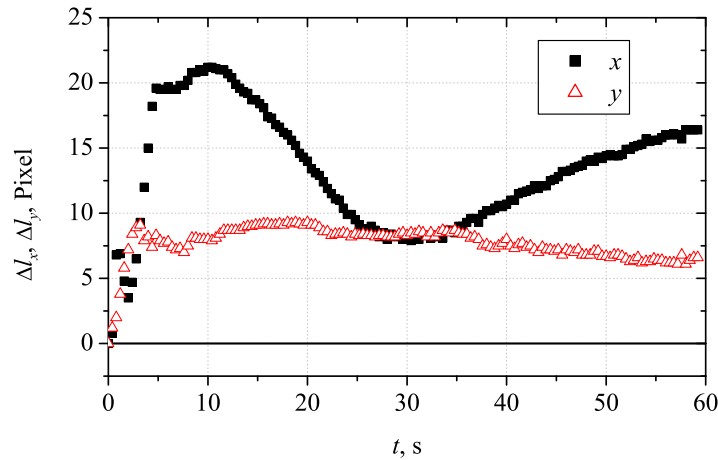


Abbildung 5.4: Relative Bündelablenkung, Kurzzeiteffekte aus Abb. 5.3.

In unserem Aufbau, mit dem konstanten Abstand CCD – Kristall und der Vergrößerung von 20 gilt: 1 Pixel = $0,59 \mu\text{m}$. Deshalb entspricht eine Verschiebung des Bündelzentrums um 20 Pixel ca. $12 \mu\text{m}$, einem Eingangsbündeltaillenradius.

Auch senkrecht zum äußeren Feld wird das Bündel abgelenkt, wenn auch weniger stark als parallel dazu (Δl_y). Da dieser Effekt ebenfalls sofort nach Einschalten der Hochspannung auftritt, muß es sich tatsächlich um eine Bündelablenkung im Kristall handeln. Im Langzeitbereich ist es durchaus möglich, daß eine leichte relative Verschie-

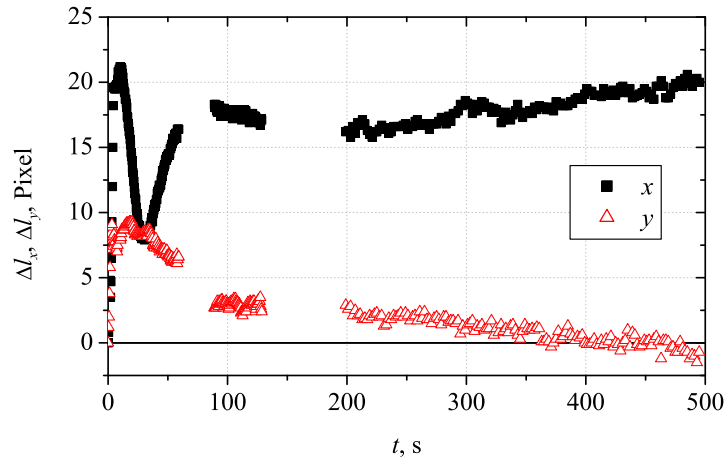


Abbildung 5.5: Relative Bündelablenkung, Kurzzeiteffekte aus Abb. 5.3.

bung innerhalb des Aufbaus durch Temperaturschwankungen auftritt, die man von den echten Meßwerten nicht trennen kann.

In der Literatur, z. B. in [110], wird auch eine *transiente* Selbstablenkung behandelt, die eine Zeitkonstante bis zu Sekunden besitzt und bei großen elektrischen Feldern auftritt. Da wir im Hochspannungsbereich arbeiten, kann man davon ausgehen, daß die starke Bündelverschiebung innerhalb der ersten wenigen Sekunden stattfindet, solange die Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes noch nicht abgeschlossen ist. Daran, daß das Bündel auch in y -Richtung, also senkrecht zum äußeren Feld, verschoben wird, erkennt man wieder die oben erwähnte Anisotropie der Nichtlinearität.

Im stationären Zustand, d. h. von einigen zehn Sekunden bis zu Stunden, hat die Bündelablenkung ihre Ursache wahrscheinlich in der relativ geringen Konzentration von Donatoren und Akzeptoren von undotierten Kristallen [111]. Es stehen nicht genug Ladungen zur Verfügung, um das äußere elektrische Feld effektiv abzuschirmen. Das innere elektrische Feld entwickelt sich deshalb asymmetrisch, was zur Ablenkung des Bündels führt (s. Abb. 5.4, ab ca. 30 s).

Eine Ursache für die unterschiedlichen Zeitkonstanten der Bündelablenkung kann auch das Vorhandensein von verschiedenen Spezies von Donatoren sein. Diese befinden sich in unterschiedlichen flachen Niveaus in der Bandlücke des Kristalls und führen deshalb zu unterschiedlichen dielektrischen Relaxationszeiten.

5.1.3 Polarität des externen Feldes

Wir haben den Effekt, den die Polarität des externen elektrischen Feldes auf die Nichtlinearität hat, exemplarisch bei zirkularer Polarisation des Signalbündels experimentell überprüft. In Diagramm 5.6 sind die zeitlichen Entwicklungen der Peakintensitäten für

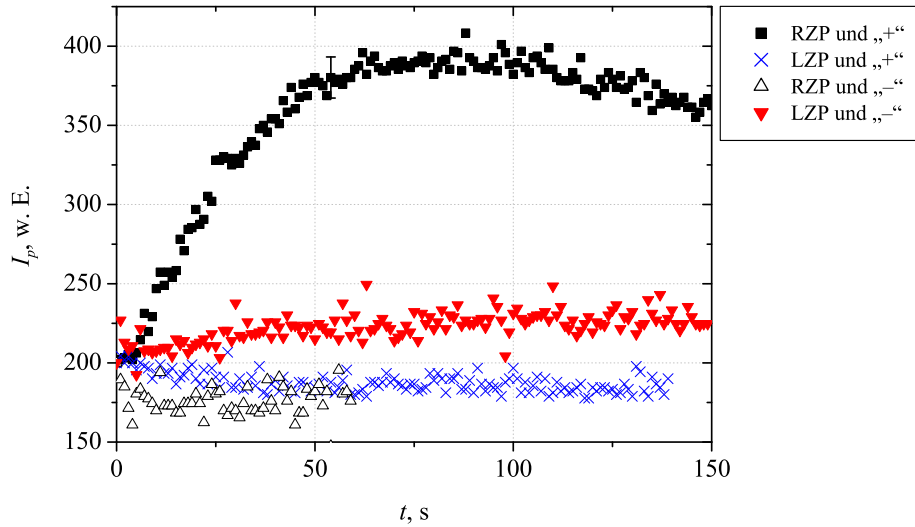


Abbildung 5.6: Signalintensität am Kristallende für vier verschiedene Konfigurationen. Die experimentellen Parameter lauten: $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$, $I_S = 22 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 3$.

vier verschiedene Konfigurationen aufgetragen: neben der Polarität haben wir ebenfalls die Polarisierung umgekehrt. Abbildung 5.7 zeigt die Richtung des äußeren elektrischen Feldes relativ zur Drehrichtung der optischen Aktivität, die mit der Drehrichtung des Polarisationsvektors von rechtszirkular polarisiertem Licht identisch ist.

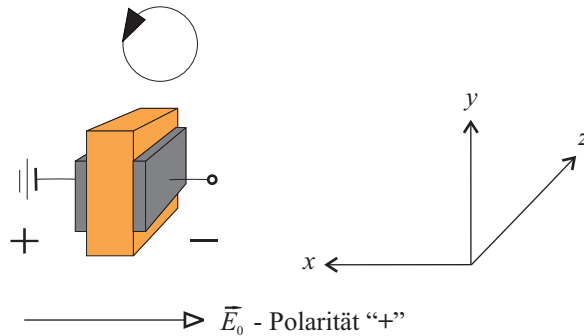


Abbildung 5.7: Drehrichtung der optischen Aktivität relativ zur Propagation (in positiver z -Richtung) und zum externen Feld.

Wie es zu erwarten war, erlaubt nur eine der vier möglichen Anordnungen eine effektive Selbstfokussierung, und zwar mit dem externen Feld in „+“-Richtung (es zeigt von + nach – in Abb. 5.7) und rechtszirkular polarisiertem Signalebündel. Wenn wir die Polarität umkehren, so sehen wir ebenfalls einen Selbstfokussierungseffekt, der aber um ein Vielfaches schwächer ausgeprägt ist als im ersten Fall. Mit linkszirkular polarisiertem Signal haben wir in beiden Fällen eine schwache Defokussierung.

Wenn im folgenden nichts anderes angegeben ist, so arbeiten wir stets mit der

Polarität „+“.

5.1.4 Feldabhängigkeit der Selbstfokussierung

Aufgrund des geringen effektiven elektrooptischen Koeffizienten von $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ setzt eine meßbare Verkleinerung des Bündeldurchmessers im Vergleich zur normalen Beugung erst ab recht großen elektrischen Feldern ein ($E_0 > 10 \text{ kV/cm}$). In diesem Abschnitt stellen wir die Resultate der Messungen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke vor.

Dynamik

Es ist hinsichtlich einer Implementierung räumlicher Solitonen in optische Übertragungs- oder Speichersysteme wichtig, den Einfluß der elektrischen Feldstärke auf die Dynamik der Selbstfokussierung des Signalbündels zu kennen, d. h. die dem Prozeß zugrundeliegenden Zeitskalen. Die wichtigsten Zeitskalen sind die folgenden:

- die Zeit t_{\min} bis zum Erreichen des ersten Minimums im Bündeldurchmesser jeweils parallel und senkrecht zur Richtung des äußeren elektrischen Feldes und
- die Dauer t_{qs} des quasistationären Zustandes, sofern dieser eintritt.

Letztere läßt sich auch charakterisieren durch das Verhältnis $q = \frac{t_{\min}}{t_{\text{qs}}}$. Je kleiner es ist, umso mehr werden die radialsymmetrischen, quasistationären Solitonen einer Anwendung zugänglich, z. B. durch die elektrische Fixierung derselben oder in Schaltprozessen, wo schnelle Antwortzeiten benötigt werden. q läßt sich deshalb als eine Art Gütefaktor verstehen.

Die zeitlichen Entwicklungen der Bündelweiten am Kristallende parallel ($w_{\parallel}(t)$) und senkrecht ($w_{\perp}(t)$) zum äußeren elektrischen Feld für vier verschiedene Feldstärken und eine einfallende Intensität von $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ sind in den Abbildungen 5.8 – 5.11 aufgetragen. Das Intensitätsverhältnis r beträgt ≈ 10 . Die letzten drei Feldstärken befinden sich im optimalen Bereich für eine effektive Selbstfokussierung; deshalb liegen sie relativ dicht beieinander. Die an den Kristall angelegten Spannungen sind 1,0 kV, 2,2 kV, 2,5 kV und 2,8 kV.

Im Rahmen der Genauigkeit wird das erste Minimum im Bündeldurchmesser nach der gleichen Zeit (ca. 15 s) erreicht, außer für das kleinste elektrische Feld. Die Existenz eines quasistationären Zustandes liest man aus den Bündelweiten $w_{\perp}(t)$ ab, da diese stärkeren Modulationen unterliegen als $w_{\parallel}(t)$. Er zeichnet sich, wie bereits erwähnt, durch einen symmetrischen Querschnitt aus. Dann relaxiert das Bündel senkrecht zum Feld in einen weniger fokussierten Zustand.

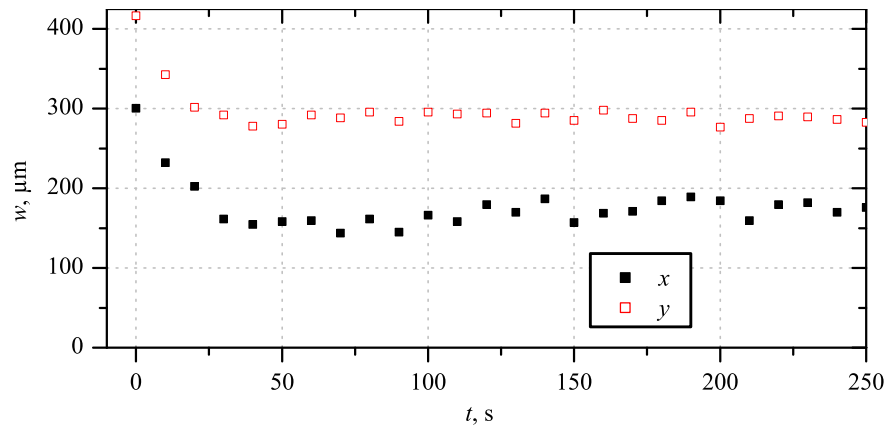


Abbildung 5.8: $w_{\parallel}(t)$ und $w_{\perp}(t)$ bei $E_0 = 11,2 \text{ kV/cm}$, $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 10$.

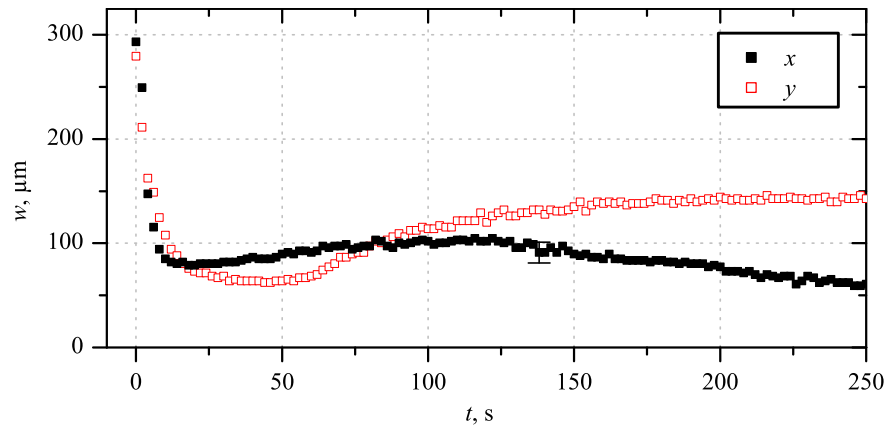


Abbildung 5.9: $w_{\parallel}(t)$ und $w_{\perp}(t)$ bei $E_0 = 24,7 \text{ kV/cm}$, $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 10$. Der Fehlerbalken ist repräsentativ für alle Graphen der Abb. 5.8 – 5.11.

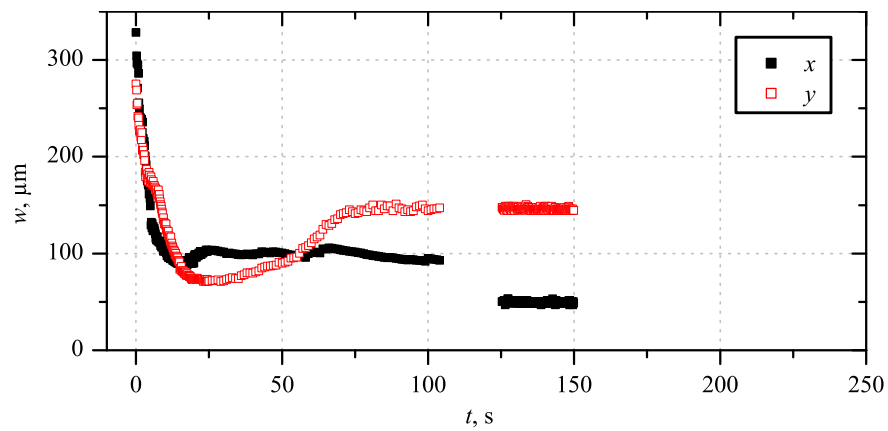


Abbildung 5.10: $w_{\parallel}(t)$ und $w_{\perp}(t)$ bei $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$, $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 10$.

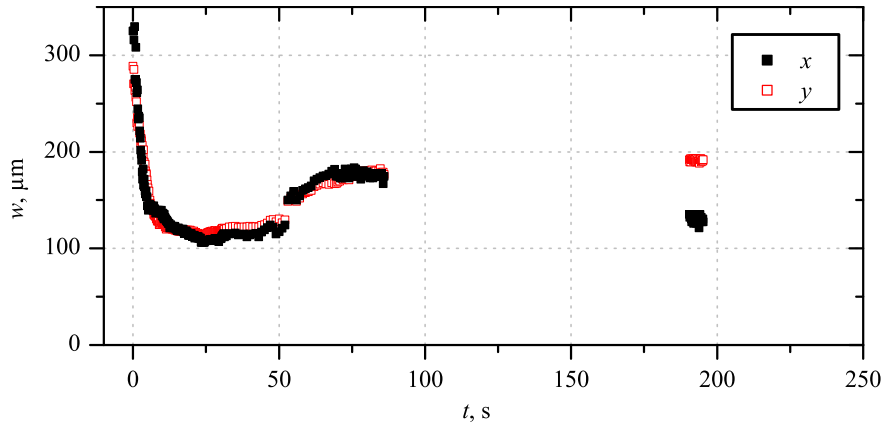


Abbildung 5.11: $w_{\parallel}(t)$ und $w_{\perp}(t)$ bei $E_0 = 31,5 \text{ kV/cm}$, $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 10$.

Bei dem Feld von $11,2 \text{ kV/cm}$ ist kein transienter Übergang in der Bündelweite erkennbar. Es tritt eine leichte Fokussierung auf; das minimale $w(t)$ ist nach ca. 40 s erreicht und bleibt für mehrere Minuten stabil. Sieht man sich statt $w(t)$ die Entwicklung der Peakintensität $I_P(t)$ (Abb. 5.18, S. 62, 150 nW) an, so ist dennoch ein quasistationärer Zustand zu erkennen, d. h. ein lokales Maximum bei $t = 40 \text{ s}$. Dieser ist allerdings nur sehr schwach ausgeprägt.

Die Felder $24,7 \text{ kV/cm}$ und $28,1 \text{ kV/cm}$ unterscheiden sich von allen Dingen durch die Dauer t_{qs} und Erscheinungsweise des quasistationären Zustandes von $w(t)$. Bei der kleineren Feldstärke verläuft dieser flacher und dauert länger, weshalb auch das Verhältnis $q = \frac{t_{\text{min}}}{t_{\text{qs}}}$ kleiner ist als bei der größeren Feldstärke ($q \approx 0,1$ bzw. $0,2$). Je größer die elektrische Feldstärke ist, umso schneller steigt die Bündelweite an beim Übergang vom quasistationären zum stationären Zustand.

Für das Feld von $31,5 \text{ kV/cm}$ läuft der quasistationäre Zustand exakt symmetrisch ab, sowohl im zeitlichen als auch im räumlichen Sinne. Die Bündelweite in Feldrichtung relaxiert ebenso stark wie die senkrecht dazu, bevor sie wieder in die Fokussierung übergeht.

Schließlich kann man sagen, daß die Charakteristik der Kurven in den Abb. 5.8 – 5.11 gut den Untersuchungen und Aussagen in [28] und [36, 35] entspricht.

In Abb. 5.12 ist t_{min} als Funktion der elektrischen Feldstärke für verschiedene Intensitäten I_S des Signalbündels aufgetragen. Im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit bei der Durchführung der Experimente ist diese Zeit für die sechs getesteten elektrischen Felder konstant. Je höher die Intensität des Bündels, desto schneller erreicht der Bündeldurchmesser sein erstes Minimum. Die Ursache hierfür liegt in der sättigbaren Natur des photorefraktiven Effekts. Je höher I_S ist, umso mehr Ladungsträger werden angeregt, die zum Aufbau des Raumladungsfeldes beitragen werden, und Sättigung wird schneller erreicht. Diese Aussage gilt natürlich nur bis zu einer bestimmten, feldabhän-

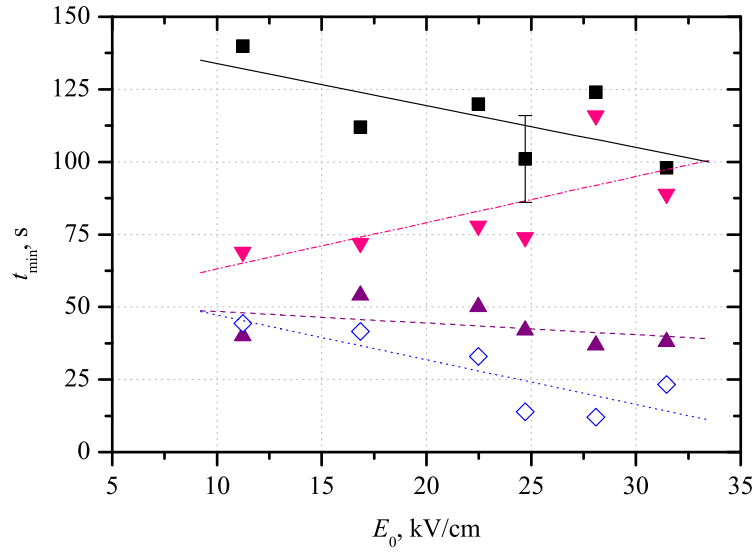


Abbildung 5.12: Zeit t_{\min} bis zum Erreichen des ersten Minimums im Bündeldurchmesser als Funktion der externen elektrischen Feldstärke E_0 für verschiedene Intensitäten des Signalbündels: ■ – 50 nW, ▼ – 80 nW, ▲ – 115 nW, ◇ – 150 nW.

gigen Grenzwert $I_G(E_0)$. Ist $I_S > I_G$, so wird der Wellenleiter im Augenblick des Schreibens sofort wieder zerstört (s. Abschnitt 5.2.4). Andererseits wird t_{\min} gegen Unendlich gehen, je kleiner die Intensität wird, und eine effektive Selbstfokussierung findet nicht statt, was gleichbedeutend damit ist, daß im Material kein effektives elektrisches Feld generiert wird.

Einfluß der elektrischen Feldstärke auf die Selbstfokussierungsstärke

Mit der uns verfügbaren Ausstattung im Labor befinden wir uns im mittleren Bereich der elektrischen Feldstärken, mit denen sich photorefraktive Screening-Solitonen in BTO erzeugen lassen. Wie in Abschnitt 4.3.2 begründet, können wir die angelegte Hochspannung nur geringfügig variieren. Dennoch lassen sich einige wichtige Aussagen zur Feldabhängigkeit des Bündeldurchmessers treffen.

Das Diagramm in Abb. 5.13 zeigt die Selbstfokussierungsstärke γ als Funktion des externen Feldes E_0 mit I_d als Parameter. Die Signalleistung beträgt 100 nW. Bei $w'_0 = 12 \mu\text{m}$ und $l = 21, 24 \text{ mm}$ erhalten wir $w_D \approx 139 \mu\text{m}$ und somit $\gamma_{\text{soliton}} \approx 0,09$ als Selbstfokussierungsstärke, bei der ein Soliton entsteht. Ob es sich jedoch tatsächlich um ein Soliton und nicht um Selbstfokussierung handelt, kann man mit unserem Modell (Gl. (3.19) mit einem Gaußbündel als eine Randbedingung) nur anhand der Propagation selbst zusammen mit der Form der Wellenfront am Kristallende überprüfen.

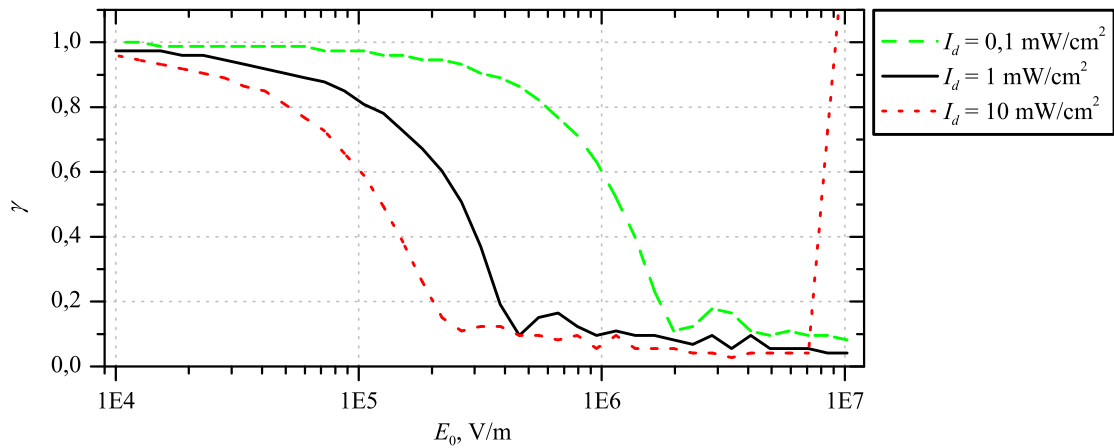


Abbildung 5.13: Selbstfokussierungsstärke $\gamma(E_0)$, berechnet für verschiedene Hintergrundintensitäten I_d im stationären Zustand.

Die elektrische Feldstärke bestimmt durch den Pockelseffekt und den Abschirmprozeß die im Kristall induzierte Indexmodulation. Der Schwellwert der Feldstärke $E_{0,S}$, ab welchem die Selbstfokussierung einsetzt, ist eine Funktion der Dunkelintensität I_d . Je größer diese ist, umso kleiner ist $E_{0,S}$, und umso geringere Feldstärken sind notwendig, um ein Soliton zu erhalten.

Ein Soliton im eigentlichen Sinne haben wir nur im ersten Minimum der Kurven. Danach ist das Bündel zwar noch selbstfokussiert, zeigt aber mit zunehmendem E_0 *breathing*-Effekte: Die Maximalintensität des Bündels variiert während der Propagation durch den Kristall periodisch. Zwei Beispiele sind in Abbildung 5.14 gezeigt. Die Periode und auch die Amplitude der Variation der Maximalintensität erhöhen sich für

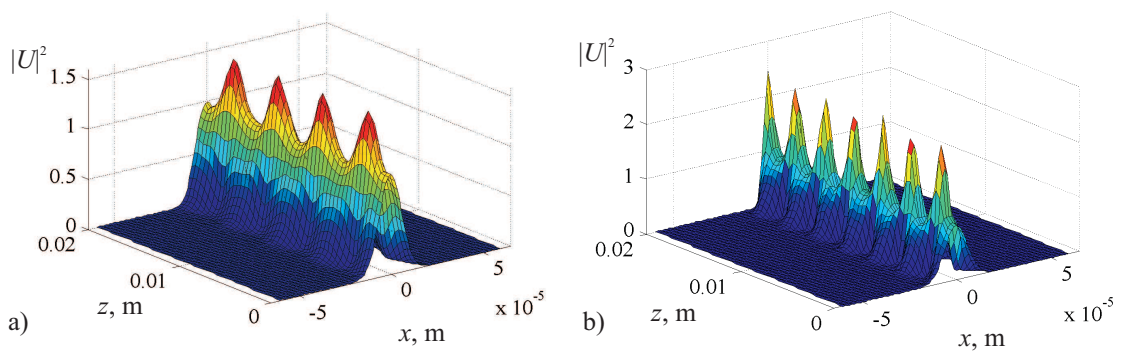


Abbildung 5.14: *Breathing*-Effekt während der Propagation eines selbstfokussierten Bündels mit $P_S = 100$ nW und $r = 11$. a) $E_0 = 100$ kV/cm, b) $E_0 = 200$ kV/cm.

größer werdende elektrische Felder. Bei den im Experiment verwendeten Feldstärken ist der *breathing*-Effekt nur sehr rudimentär ausgeprägt, d. h. die Peakintensität variiert nur gering während der Propagation.

5.1.5 Einfluß der Signal- und Hintergrundintensitäten

Variable Signalintensität bei konstanter Hintergrundbeleuchtung

Die (stationäre) Selbstfokussierungsstärke $\gamma = \frac{w_{\parallel}(t)}{w_D}$ als Funktion vom Intensitätsverhältnis r ist in Abb. 5.15 gezeigt. Die Signalintensität I_S wurde variiert, während die Intensität der Hintergrundbeleuchtung I_d konstant blieb. Dabei spielt es keine Rolle, welchen Wert man für I_d wählt, da es für die Form der Kurve nur auf r ankommt. Setzt man eine hohe Hintergrundintensität ein, so verschiebt sich auch der Bereich der Signalintensitäten in Richtung höherer Werte, wenn man ein möglichst kleines γ bekommen möchte. Es existiert ein relativ kleiner Bereich von Intensitätsverhältnissen r ,

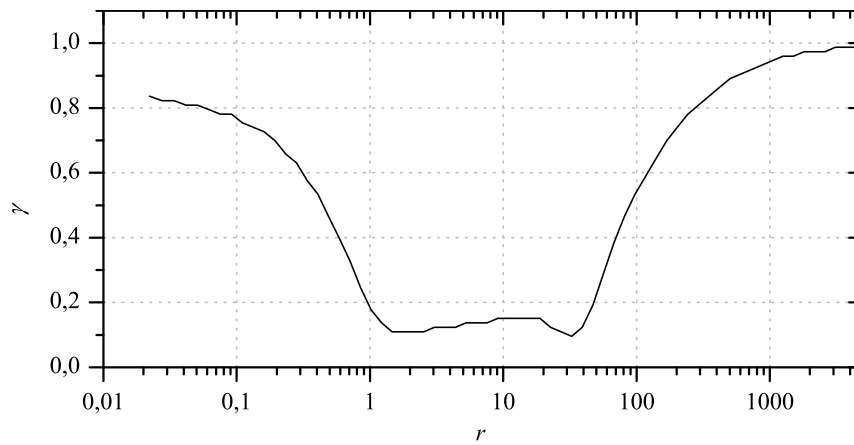


Abbildung 5.15: Selbstfokussierungsstärke $\gamma(r)$, berechnet für verschiedene Hintergrundintensitäten I_d im stationären Zustand.

in dem die Bündelweite bis nahe auf ihre Größe bei $z = 0$ verkleinert wird.

Die Kurve zeigt ein lokales Minimum von γ auf der rechten Seite der Senke (hohe Signalintensitäten). An dieser Stelle spaltet das Bündel in zwei Teilbündel auf, so daß γ nicht mehr korrekt bestimmt wurde. Diese Aufspaltung des Bündels konnten wir auch experimentell bei sehr *hohen* Signalintensitäten ($I \geq 100 \text{ mW/cm}^2$ bei $E_0 \approx 28 \text{ kV/cm}$) beobachten. Wir gehen auf diesen Effekt in Abschnitt 5.2.4 ein.

In Abbildung 5.16 sind die gemessenen Werte von γ aufgetragen. Die Charakteristik der Kurve in Abb. 5.15 ist gut reproduziert, auch wenn der Bereich der effektiven Selbstfokussierung schmaler ist und erst für größere Werte von r beginnt. Wir unterscheiden hier zwischen γ für den stationären Zustand und γ_q für den quasistationären Zustand. Wenn für einen Wert von r kein γ_q vorhanden ist, so war im Experiment kein quasistationärer Zustand beobachtbar oder dieser war bezüglich der Bündelweite $w_{\parallel}(t)$ nicht vom stationären Zustand unterscheidbar. Dann zeigt die zeitliche Entwicklung der Bündelweiten parallel und senkrecht zum äußeren Feld kein ausgeprägtes lokales Minimum. Wir haben, wenn kein transienter Übergang stattfindet, sofort entweder ein

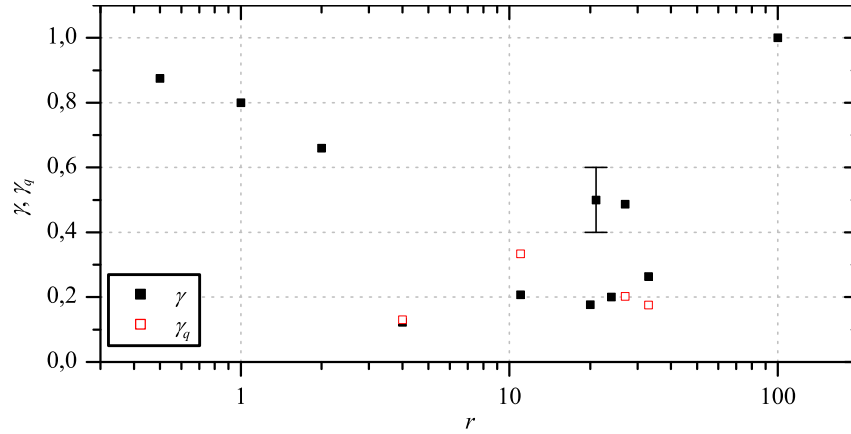


Abbildung 5.16: $\gamma(r)$ (stationärer Zustand) und $\gamma_q(r)$ (quasistationärer Zustand), experimentell bestimmt bei $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$.

stabiles radialsymmetrisches oder ein 1D-Soliton. Ein Beispiel für den ersten Fall ist in Abb. 5.17 zu sehen.

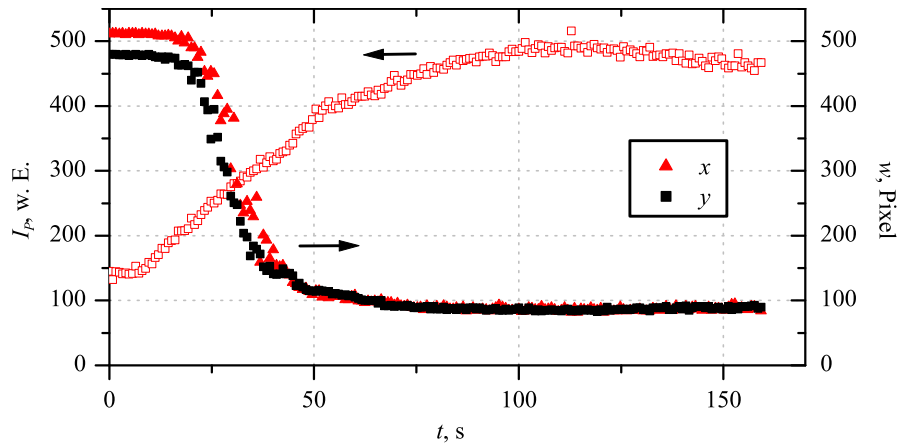


Abbildung 5.17: $I_P(t)$ und $w(t)$ für einen Selbstfokussierungsprozess ohne quasistationären Zustand. Experimentelle Parameter: $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$, $I_S = 22 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 3$.

Die Existenz eines transienten Zustandes wird vor allem bestimmt durch die Dunkelleitfähigkeit des Kristalls und damit schließlich durch die Intensität I_{HGB} der Hintergrundbeleuchtung. Die Dunkelleitfähigkeit wiederum hängt stark von der Vorgeschichte des Kristalls ab wie Beleuchtung oder Einwirkung eines statischen elektrischen Feldes [112]. Die Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes in den beleuchteten Gebieten mit den gleichen experimentellen Parametern wird unterschiedlich ablaufen, wenn das Absorptionsniveau des Kristalls beispielsweise durch vorherige Beleuchtung bei den Experimenten leicht erhöht ist.

Mit einer Feldstärke von $11,2 \text{ kV/cm}$ befinden wir uns praktisch am unteren Rand

des Bereiches der elektrischen Feldstärke, bei der die Selbstfokussierung effektiv stattfindet, wie bereits in Abschnitt 5.1.4 dargestellt. Diagramm 5.18 faßt einige Meßserien

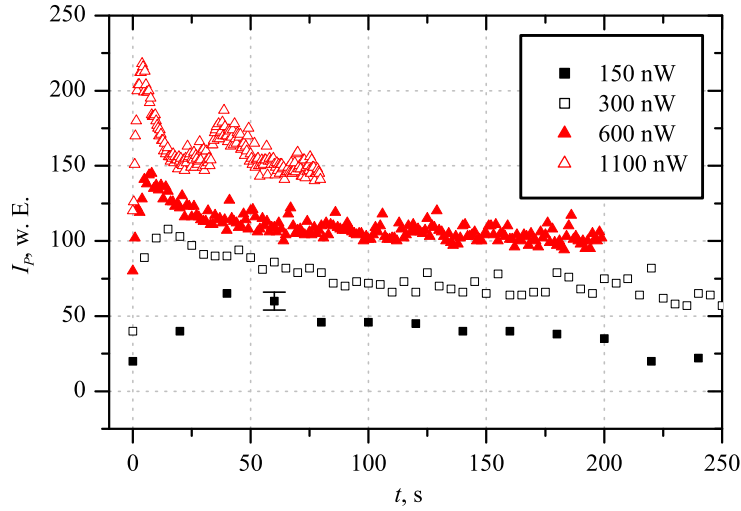


Abbildung 5.18: Zeitliche Entwicklung der Peakintensität I_P an der Kristallaustrittsfläche für verschiedene Intensitäten des Signalbündels bei $E_0 = 11,2 \text{ kV/cm}$. Der Fehlerbalken ist repräsentativ für alle Kurven in dieser und in den folgenden Abb. 5.19 und 5.20.

zusammen. Zu sehen ist die zeitliche Entwicklung der Peakintensität $I_P(t)$ für verschiedene Leistungen des Signalbündels. Ebenso wie $I_P(t)$ nur schwach moduliert ist, ist dies auch für die korrespondierenden Bündeldurchmesser in x - und y -Richtung der Fall. Im stabil selbstfokussierten Zustand ist $w(t)$ nur geringfügig kleiner als w_D . Wir finden für $\gamma \approx 0,7$. In allen vier Fällen existiert ein quasistationärer Übergang, der ebenfalls nicht deutlich ausgeprägt ist, besonders zu den kleinen Intensitäten hin. Der Zeitpunkt für diesen Übergang ist, wie erwartet, für die hohen Leistungen früher als für die geringen.

In Diagramm 5.19 sehen wir eine ähnliche Meßreihe wie oben beschrieben, nun mit einem elektrischen Feld von $16,9 \text{ kV/cm}$. Die Charakteristik der einzelnen Kurven unterscheidet sich stark von denen für $11,2 \text{ kV/cm}$ (Abb. 5.18). Zunächst scheint nur bei der kleinsten Leistung des Solitonbündels, 80 nW , ein quasistationärer Zustand stattzufinden, zu erkennen an dem Maximum bei $\approx 75 \text{ s}$ und dem Wendepunkt bei $\approx 130 \text{ s}$. Bei 115 nW gibt es keinen solchen Übergang. Eine visuelle Prüfung ergab, daß das Bündel sofort asymmetrisch fokussiert wird, nämlich stärker parallel zum äußeren Feld, wie dies auch für den stationären Fall zu erwarten ist. Schließlich ist bei der Leistung von 150 nW fast gar keine Bündeleinschnürung mehr meßbar. Stattdessen beobachten wir sogar eine Defokussierung bei $t \approx 3 - 15 \text{ s}$, bevor der Bündeldurchmesser wieder seine Ausgangsgröße annimmt. Das Kamerabild neben dem Diagramm zeigt die Intensitätsverteilung am Kristallende für 150 nW nach $\approx 58 \text{ s}$. Es ist zu erkennen, daß die bei den vorherigen Messungen eingeschriebene Indexstruktur noch vorhanden ist

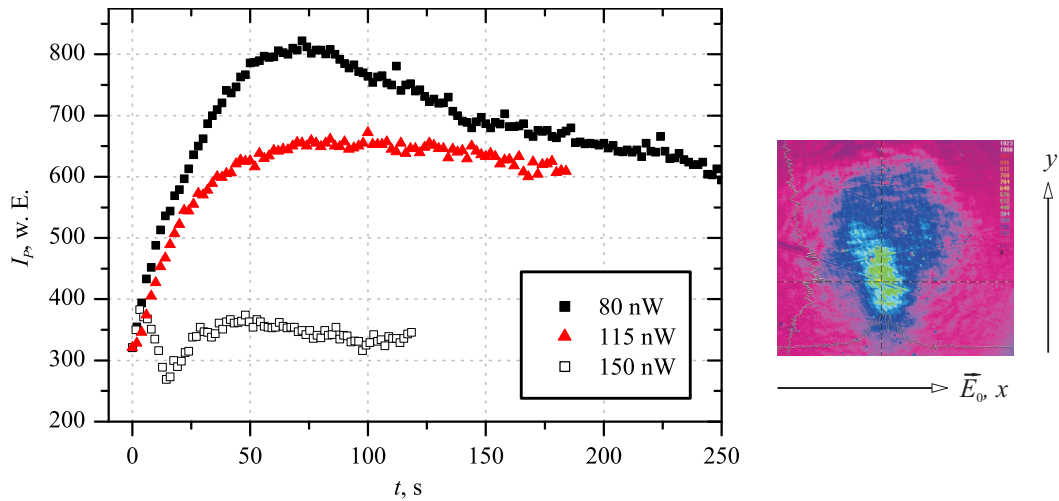


Abbildung 5.19: Zeitliche Entwicklung der Peakintensität I_P an der Kristallaustrittsfläche für verschiedene Intensitäten des Signalbündels bei $E_0 = 16,9 \text{ kV/cm}$. Das Kamerabild gehört zu Kurve \square bei $t = 57,6 \text{ s}$.

und für das aktuelle, fokussierte Bündel praktisch zu „groß“ ist. Dies ist z. B. zu sehen an der Energie, die weit rechts und oberhalb des fokussierten Bündels verteilt ist.

Diese Aussage kann man ebenfalls für die 115 nW-Kurve treffen. Das Bündel „nutzt“ für eine gewisse Zeit den bereits vorhandenen, asymmetrischen Indexkanal, den die 80 nW-Welle bei einem vorhergehenden Experiment geschrieben hat, weshalb wir keine radialsymmetrische, transiente Selbstfokussierung vorfinden.

Das elektrische Feld von $28,1 \text{ kV/cm}$ hat sich als sehr favorabel für den Selbstfokussierungsprozess herausgestellt. Die in Abschnitt 5.1.1 vorgestellte generelle Erscheinungsweise einer „guten“ Selbstfokussierung wurde mit diesem Feld erzeugt. Abb. 5.20 zeigt wieder die zeitliche Entwicklung der Peakintensität $I_P(t)$ für verschiedene Leistungen des Signalbündels. Beide Kurven besitzen ein lokales Maximum, welches den quasistationären Zustand anzeigt. Die unterschiedlichen Leistungen spiegeln sich in der Dynamik wieder, wie es zu erwarten ist.

Speziell bei dieser Größenordnung des elektrischen Feldes erhalten wir ein sehr stabiles und langlebiges, eindimensionales solitonenähnliches Gebilde, welches auch durch mechanische Störungen, wie Vibrationen, oder Temperaturschwankungen nicht zerstört werden kann. In einem konkreten Fall konnten wir eine Lebensdauer von mindestens sieben Stunden nachweisen [106, 107]. Selbstverständlich verläßt mit der Zeit Energie den Indexkanal, doch die Form und Qualität, insbesondere die Glattheit des Profils des selbstfokussierten Bündels bleiben weitgehend erhalten. Dies haben wir bereits in Abb. 5.2, S. 50, dokumentiert. Aufgrund seiner Stabilität und Langlebigkeit können wir davon ausgehen, daß wir es in diesem Fall, mit dem schmalen optimalen Bereich des elektrischen Feldes und den Signal- und Hintergrundintensitäten, tatsächlich mit

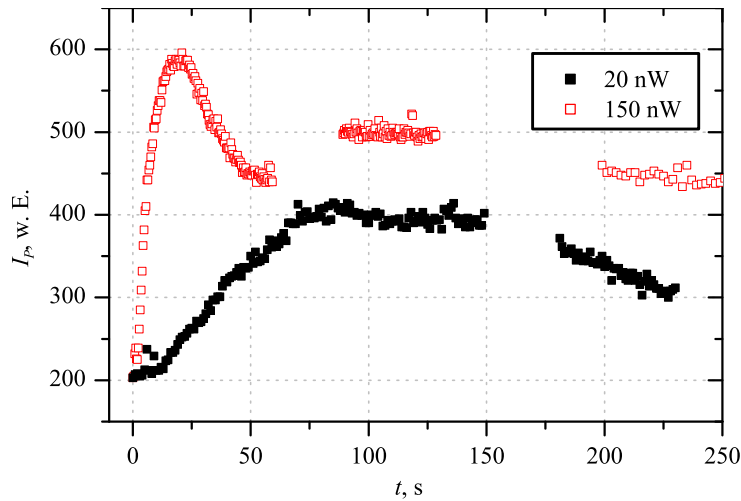


Abbildung 5.20: Zeitliche Entwicklung der Peakintensität I_P an der Kristallaustrittsfläche für verschiedene Intensitäten des Signalbündels bei $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$.

einem räumlichen Soliton zu tun haben, welches sich über einen zweidimensionalen transienten Zustand zu einem eindimensionalen Soliton entwickelt.

Hintergrundbeleuchtung

Nachfolgend sollen einige Bemerkungen zum Einfluß der Hintergrundbeleuchtung auf den Selbstfokussierungsprozeß gemacht werden. Zunächst soll darauf hingewiesen werden, daß die Bestimmung von I_d mit einem großen Meßfehler einhergeht. Wie in Abschnitt 4.3.2 erläutert, muß I_d wegen der LIA vor jeder Meßreihe neu bestimmt werden, selbst wenn diese direkt nacheinander durchgeführt werden. Die Verschlusszeit der CCD muß jeweils an die Signalintensität am Kristallende angepaßt werden, damit der Empfänger nicht gesättigt wird. Die Verkürzung der Belichtungszeit geschieht oft auf Kosten der Nachweisempfindlichkeit für die Hintergrundbeleuchtung. In einem solchen Falle muß man, wenn die Signalintensität stationär ist, die Belichtungszeit für mindestens eine Aquisition definiert verlängern, um den Untergrund zu detektieren. Durch Vergleich der Intensitätspixelwerte des Signals in zwei Bildern mit den unterschiedlichen Belichtungszeiten an identischen Orten (x, y) , an denen sich das Signal nicht in der Sättigung befindet, kann man auf die aktuelle Hintergrundintensität schließen.

Weiterhin dokumentiert jedes aufgenommene Bild natürlich nur einen kleinen Ausschnitt der Kristallrückseite. Die umliegenden Gebiete werden nicht ausgewertet, und eventuelle Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung, die durch die Halogenlampe erzeugt wird, können nicht registriert werden. So ist es z. B. möglich, daß außerhalb des beobachteten Gebietes Ladungsträger *nicht* an der Erzeugung des effektiven (bündelführenden) Raumladungsfeldes beteiligt sind. Wir nehmen allerdings an, daß solche

Effekte gering sind, da wir selbstverständlich die homogene Beleuchtung des Kristalls zwischen den Meßreihen überprüft haben. Eine typische Verteilung der transmittierten Intensität der Weißlichtquelle am Kristallende findet sich in Abb. 5.21. Bei praktisch allen Experimenten, die wir durchgeführt haben, fiel die I_{HGB} in x -Richtung leicht ab,

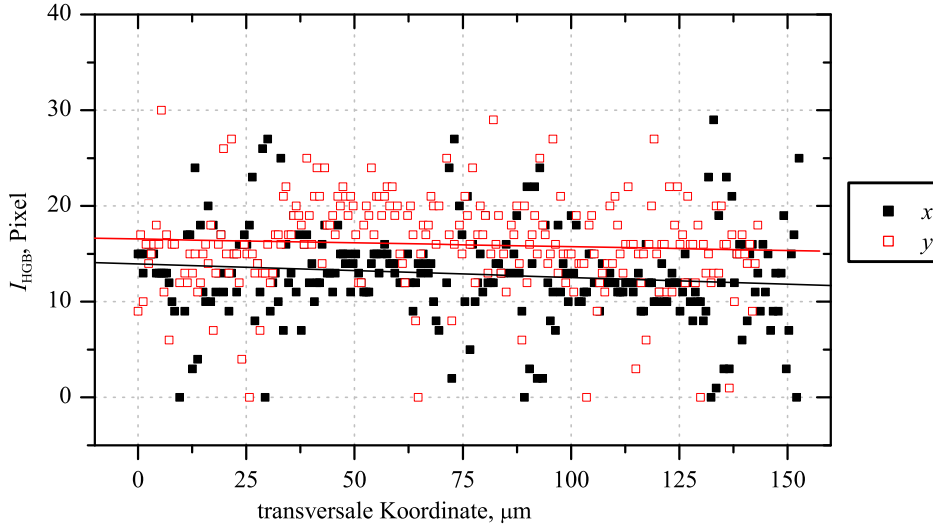


Abbildung 5.21: Typische Messung von $I_{\text{HGB}}(x, y)$ auf der Kristallrückfläche; die Linien sind lineare Fits.

wohingegen sie senkrecht dazu sehr gleichmäßig war. Die Ursache dafür sind die nicht parallelen Vorder- und Rückflächen der Kristalle. Das Diagramm gibt auch Aufschluß über die Meßungenauigkeit, die in den Pixelwerten vorhanden ist. Diese ist natürlich kameraabhängig.

Wie in Abschnitt 4.3.2 erwähnt, bestimmen wir I_d nur an der Kristallrückseite, obwohl dieser von vorn beleuchtet wird. Deshalb werden sich in Propagationsrichtung die Bedingungen für das Signalbündel stets ändern.

In der Abbildung 5.22 finden sich beispielhaft zwei Berechnungen zur Propagation mit unterschiedlichen Werten von I_d bei konstanter Signalintensität für eine typische elektrische Feldstärke von 30 kV/cm. Links ist die Propagation für typische Parameter, die im Experiment zur stabilen Selbstfokussierung führen, dargestellt. Hier zeigt sich die Diskrepanz, die durch den Parameter r eingeführt wird, da dieser in Experiment und Modellierung nicht derselbe ist, wie in Abschnitt 4.3.2 dargelegt. Auch die Tatsache, daß es sich hier um ein eindimensionales Modell handelt, spiegelt sich in einem modifizierten Intensitätsverhältnis wieder. In Abb. 5.22 b) ist der Effekt einer geringen Hintergrundbeleuchtung gezeigt. Das Bündel zeigt eine Art Filamentierung. Denselben Effekt beobachten wir auch bei hohen Signalintensitäten (s. Abschnitt 5.2.4), sowohl experimentell als auch in der Berechnung.

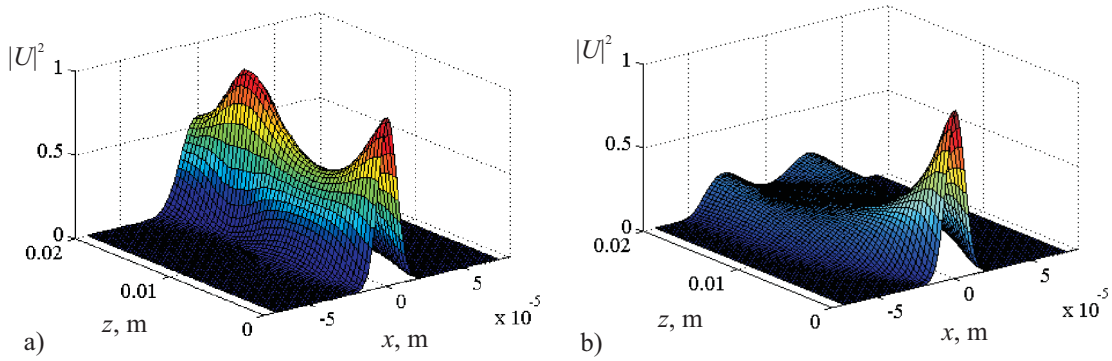


Abbildung 5.22: Einfluß der Hintergrundbeleuchtung auf die Propagation eines selbstfokussierten Bündels mit $P_S = 100 \text{ nW}$ und $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$. a) $r = 11$, b) $r = 75$.

5.1.6 Reproduzierbarkeit der Messungen

Ein großes Problem bei der Realisierung der Meßserien stellte die Reproduzierbarkeit der gewonnenen Ergebnisse dar. Wie bei allen experimentellen Untersuchungen ist es ein wichtiges Indiz für die Richtigkeit der Daten, ob sie unter identischen Bedingungen auch identisch sind.

Zur Illustration finden sich in Abbildung 5.23 zwei zeitliche Entwicklungen der Peakintensität $I_P(t)$ für die gleichen experimentellen Parameter, gemessen an zwei aufeinanderfolgenden Tagen im Kristall BTO-04. Die experimentellen Parameter lauten: $P_S = 150 \text{ nW}$, $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$ und $r \approx 10$.

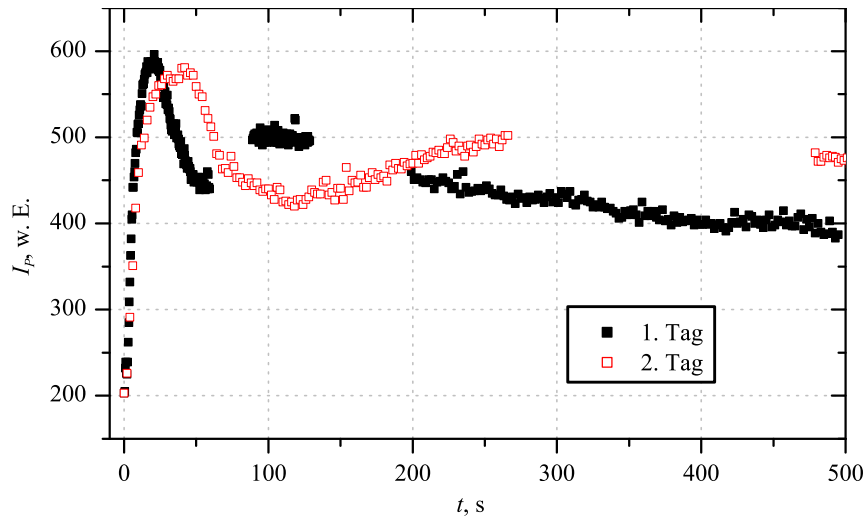


Abbildung 5.23: Zur Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse.

Der quasistationäre Zustand der ersten Meßreihe erreicht sein Maximum nach ca. 20 s, der der zweiten nach $\approx 35 \text{ s}$. Weiterhin findet auch die maximale Fokussierung

während des stationären Zustands zu verschiedenen Zeiten statt (ca. 100 s bzw. zwischen 300 und 400 s).

In unserem Fall ist insbesondere die Temperaturkonstanz im Labor nicht gewährleistet. Dies beeinflusst die Meßergebnisse sehr stark. Auch geringste Dejustierungen im Meßaufbau, wie ein veränderter Abstand Fokussierungslinse – Kristall oder eine Dezentrierung des Signalbündels von der optischen Achse, machen sich in einer veränderten Dynamik des Selbstfokussierungsprozesses bemerkbar. Die generelle Charakteristik desselben bleibt jedoch stets erhalten.

5.1.7 Zusammenfassung

Wir haben uns in diesem Abschnitt mit der Selbstfokussierung von einem Laserbündel hin zu einem stationären räumlichen Soliton beschäftigt, bei zirkularer Polarisierung des Signalbündels. Die wichtigsten externen Parameter waren das äußere elektrische Feld E_0 , die Leistung des Bündels P_S sowie das Intensitätsverhältnis r .

Für eine effektive Selbstfokussierung werden geringe Signalintensitäten von einigen mW/cm^2 bis zu ca. $100 \text{ mW}/\text{cm}^2$ benötigt. Kleinere Intensitäten führen dagegen nicht zu einer meßbaren Bündeleinschnürung, was äquivalent dazu ist, daß die Formierungszeit t_{\min} (Zeit bis zum ersten Minimum im Bündeldurchmesser bzw. Maximum der transmittierten Intensität) gegen unendlich geht. Je größer die Leistung des Signalbündels ist, umso kürzer ist die Antwortzeit des Kristalls, d. h. die Selbstfokussierung erreicht ihr Maximum schneller. Das elektrische Feld hingegen hat, innerhalb der Fehlergrenzen, keinen Einfluß auf die Formierungszeit. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Modell.

Die Hintergrundbeleuchtung beeinflusst vor allem das Sättigungsverhalten des Kristalls und damit die Stabilität des Solitons. Ist I_{HGB} zu klein ($< 0,1 \text{ mW}/\text{cm}^2$), spaltet das Bündel auf, es bildet Filamente. Andererseits, für zu große Werte von I_{HGB} ($r < 1$), findet überhaupt keine Selbstfokussierung statt, das Bündel wird normal gebeugt.

Wir haben eine starke Bündelablenkung beobachtet, die unabhängig ist von der Signalleistung, aber mit größeren elektrischen Feldern zunimmt. Im Langzeitbereich ist sie vor allem auf die Ladungsträgerarmut in den beleuchteten Gebieten zurückzuführen, da wir mit undotierten Kristallen arbeiten.

Die Existenz eines quasistationären Zustandes während der Selbstfokussierung hängt vom Intensitätsverhältnis r ab. Ist die Signal- mit der Hintergrundintensität vergleichbar, so existiert kein transienter Zustand. Ob die sich dann bildende stationäre selbstfokussierte Struktur radialsymmetrisch oder asymmetrisch (stärker fokussiert in Feldrichtung) ist, wird vor allem bestimmt durch die Vorgeschichte des verwendeten Kristalls, da dieser lichtinduziert absorbiert.

Es ist möglich, stabile und langlebige solitonenähnliche Strukturen in BTO zu er-

zeugen, wenn man die Polarisierung des Signalbündels zirkular in der Weise einstellt, daß sich die Polarisierungsebene in dieselbe Richtung wie die optische Aktivität dreht. Die Leistungen des Signalbündels hierfür liegen im Bereich von 20 nW bis 150 nW, die Intensitätsverhältnisse im ein- und zweistelligen Bereich und die elektrische Feldstärke um 30 kV/cm. Diese Strukturen sind stabil gegen kleine mechanische Erschütterungen oder leichte Variationen der Hintergrundbeleuchtung.

5.2 Lineare Polarisation des Signalbündels

5.2.1 Allgemeines

Ist die Polarisation linear und der Eintrittswinkel ϑ geeignet gewählt, so daß die Abweichungen vom optimalen Winkel gering sind (s. Abschnitt 4.1), so bildet sich ein solitärer Zustand heraus, dessen Dynamik ähnlich ist wie für rechtszirkuläre Polarisation.

Andererseits, für einen beliebigen Eingangswinkel, der also insbesondere nicht favorabel ist, so ist die Charakteristik der Dynamik im Vergleich zur rechtszirkulären Polarisation stark verändert. Wir finden ebenfalls eventuell einen quasistationären sowie einen stationären Zustand vor, wobei letzterer eine wesentlich kürzere Lebensdauer hat als im optimalen Fall. Der quasistationäre Zustand ist wieder charakterisiert durch die Symmetrie in beiden transversalen Richtungen, und seine Lebensdauer ist ähnlich der im rechtszirkular polarisierten Fall.

5.2.2 Dynamik

Typische zeitliche Entwicklungen der Peakintensität I_P sind in Abb. 5.24 gezeigt, und zwar für verschiedene lineare Polarisierungen des Signalbündels in bestimmten Ebenen in z -Richtung im Kristall, d. h. verschiedene Polarisationswinkel auf der Kristalleintrittsfläche. Die experimentellen Parameter für diese Messungen sind $I_S = 67 \text{ mW/cm}^2$ ($P_S = 150 \text{ nW}$), $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$ und $I_{\text{HGB}} = 0$. Verwendet wurde der Kristall BTO-04.

In allen Fällen tritt ein quasistationärer Zustand auf, zu erkennen an dem lokalen Maximum von $I_P(t)$. Der Übergang vom quasistationären zum stationären Zustand erfolgt jedoch über eine Verschiebung des Ortes der maximalen Intensität auf der Kristallrückseite in Richtung des elektrischen Feldes. Währenddessen sinkt die Peakintensität stark ab, wie in Diagramm 5.24 dargestellt. Dieses Verhalten spricht für eine zwischenzeitliche *Defokussierung*. Es ist reproduzierbar, selbst wenn der Kristall relativ zum Signalbündel in x - und/oder y -Richtung verschoben wird, so daß eine Ablenkung an eventuellen Inhomogenitäten im Material ausgeschlossen werden kann. Eine Ursache

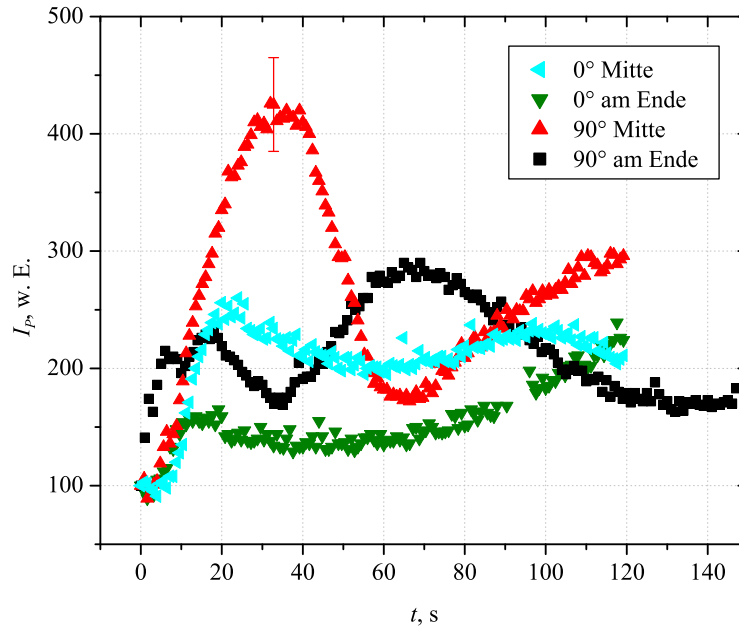


Abbildung 5.24: Peakintensität $I_P(t)$ am Kristallende für verschiedene Winkel der linearen Polarisation des Signalbündels. „Mitte“ – Ebene in der Mitte des Kristalls, „Ende“ – Austrittsebene.

könnte die in Abschnitt 5.1.2 im Zusammenhang mit der Bündelablenkung beschriebene Ladungsarmut des BTO-Kristalls sein. Das Bündel folgt dem asymmetrischen Indexprofil, bricht aber nach einer bestimmten Propagationsdistanz aus dem bereits geformten Kanal aus, was zu der zwischenzeitlichen Defokussierung führt [111].

Die optimalen Konfigurationen sind die mit horizontaler (0°) Polarisation des Signalbündels am Ende des Kristalls sowie mit vertikaler (90°) Polarisation in der Mitte. Dann ist im ersteren Fall zwar die quasistationäre Selbstfokussierung nicht so effektiv wie bei dem zweiten, aber die Tendenz zu einer effektiven stationären Fokussierung ist deutlich zu erkennen an den ansteigenden Kurven $I_P(t)$. Der Polarisationswinkel am Kristallende beträgt im zweiten Fall $23,1^\circ$. Damit ist der Polarisationsvektor also nahezu parallel zum äußeren elektrischen Feld, und der effektive elektrooptische Koeffizient ist fast maximal, wie bei der Polarisation parallel zum äußeren Feld.

Andererseits entnimmt man dem Diagramm 5.24, daß der Fall mit zum Feld paralleler Polarisation (0°) des Signalbündels an der Endfläche des Kristalls zunächst keinen ausgeprägten quasistationären Zustand aufweist. Das Bündel wird leicht fokussiert und relaxiert in einen weniger fokussierten Zustand, bevor es, an der neuen Position links neben der alten in einen stabilen stationären Zustand übergeht (visuelle Überprüfung, nach ca. 2 min).

Die Dynamik des Raumladungsfeldes ist ausschließlich über die Größe des effektiven elektrooptischen Koeffizienten mit dem Schnitt des Kristalls verknüpft. Deshalb finden

wir für BTO-14 prinzipiell dieselbe Charakteristik des Selbstfokussierungsprozesses wie für BTO-04.

5.2.3 Bündelablenkung

Die zeitabhängige Ablenkung des Signalbündels von der optischen Achse stellen wir wieder als Änderung des Ortes $\Delta l_x, \Delta l_y$ des Bündelzentrums dar, s. Abb. 5.25.

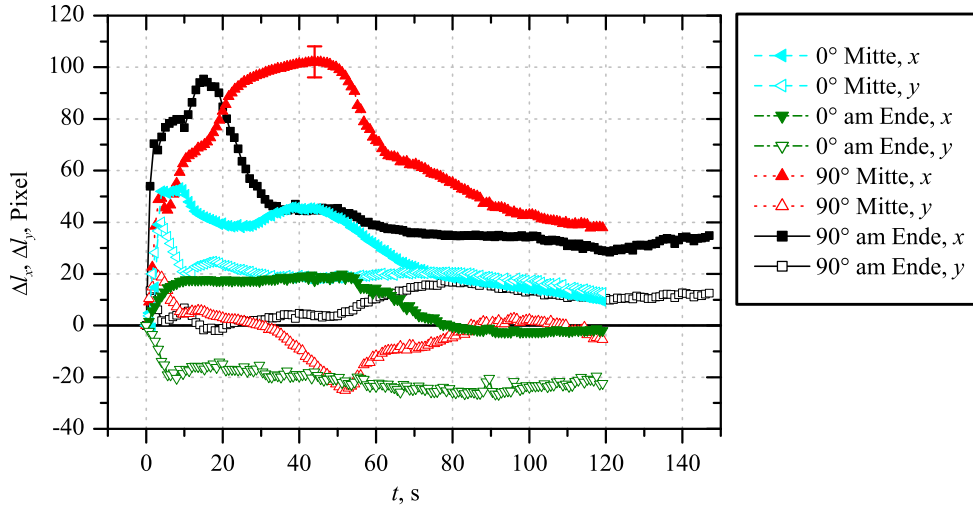


Abbildung 5.25: Relative Bündelablenkung $\Delta l_x(t), \Delta l_y(t)$ für verschiedene Winkel der linearen Polarisation des Signalbündels.

Das Bündel wird in allen Fällen in der transienten Fokussierungsphase im Mittel in Feldrichtung stärker abgelenkt als senkrecht dazu, außer für den Fall horizontaler Polarisation am Kristallende. Ein Vergleich mit Abbildung 5.24 zeigt, daß der quasistationäre Selbstfokussierungseffekt hier ebenfalls sehr schwach ausgeprägt ist, wie wir es bereits erwähnt haben.

Deutlich zu erkennen ist für alle Konfigurationen die Defokussierungsphase zwischen quasistationärem und stationärem Zustand, in der das Bündel stark in Feldrichtung verschoben wird (s. Abschnitt 5.2.2). Das stationär selbstfokussierte Bündel befindet sich stets, sofern es existiert, links neben dem Ort, an dem es sich im quasistationären Zustand befand. Es hat sich demnach seiner Position bei $t = 0$ wieder angenähert. Die Verschiebstrecke ist dabei in der Größenordnung des selbstfokussierten Bündeldurchmessers. Im stationären Zustand kann sich die Verschiebung auch noch weiter fortsetzen, allerdings mit einer deutlich größeren Zeitkonstante.

5.2.4 Hohe Intensitäten

Wir betrachten nun den speziellen Fall von hohen Intensitäten. Die Abbildung 5.26 zeigt den Bündelquerschnitt am Kristallende zu verschiedenen Zeiten nach Einschalten der Hochspannung. Ein nahezu radialsymmetrischer, transientselbstfokussierter

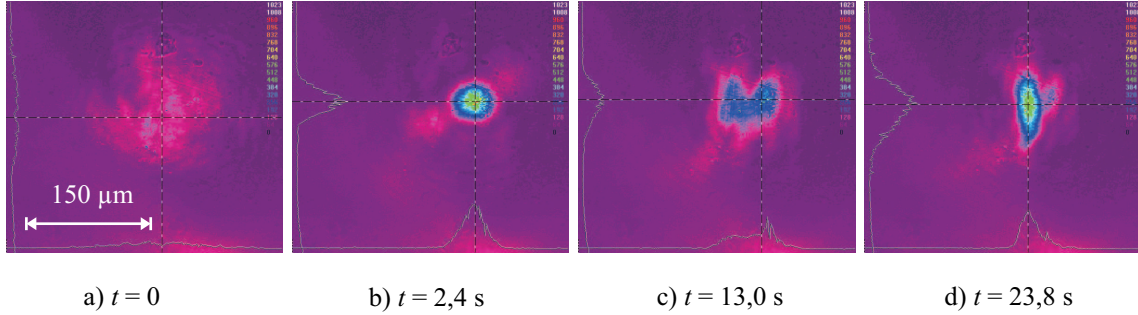


Abbildung 5.26: Kamerabilder der Kristallrückseite zu verschiedenen Zeiten. Experimentelle Parameter: $I_S = 380 \text{ mW/cm}^2$, $E_0 = 28,1 \text{ kV/cm}$, $r \approx 10$. Die Bilder gehören zu Kurve ■ in der folgenden Abbildung 5.27.

Zustand tritt bereits nach 2,4 s auf (Bild 5.26 b), vgl. Abb. 5.24, S. 69, für die geringe Intensität). Danach spaltet das Bündel in Feldrichtung auf, es bildet sich ein neuer Peak links neben dem bereits vorhandenen (Bild 5.26 c)). Dieser neue Bündelarm wird nun eindimensional und stationär selbstfokussiert. Damit unterscheidet sich die Selbstfokussierung bei hohen von der bei moderaten Intensitäten: Im letzteren Fall ist stets nur ein Bündelarm vorhanden, es gibt keine Aufspaltung.

Die beiden folgenden Diagramme 5.27 und 5.28 zeigen die zeitliche Entwicklung der Peakintensität am Kristallende für verschiedene experimentelle Bedingungen. Für alle Kurven gilt, daß das erste lokale Maximum (soweit vorhanden) von $I_P(t)$ die symmetrische transiente Selbstfokussierung darstellt. Das darauffolgende Minimum entspricht dem Zeitpunkt, an dem bereits der neue Peak vorhanden und dieser ebenso intensiv ist wie der ursprüngliche. Der anschließende Anstieg der Kurven zeigt das Verschwinden des ursprünglichen Peaks und die stationäre Selbstfokussierung des neuen Bündelarms an.

Im ersten Diagramm sehen wir vergleichende Messungen, bei denen sich die elektrischen Felder unterscheiden. Die Polarisation des Signalbündels ist horizontal in der Kristallmitte ($z = \frac{d}{2}$). Die Kurve ⊞ demonstriert den Effekt eines sich *im* Kristall befindenden Fokus des Signalbündels. ($\Delta f'$ bedeutet die Abweichung der Fokuslage von der Frontfläche des Kristalls in z -Richtung.) Die Signalwelle tritt konvergent in den Kristall ein, hat eine stark gekrümmte Wellenfront bei $z = 0$ und divergiert (im linearen Regime) hinter dem Fokus schneller, als es bei einem Fokus direkt auf der Kristallfläche der Fall wäre. Ist die Nichtlinearität eingeschaltet, ist sie nicht ausreichend

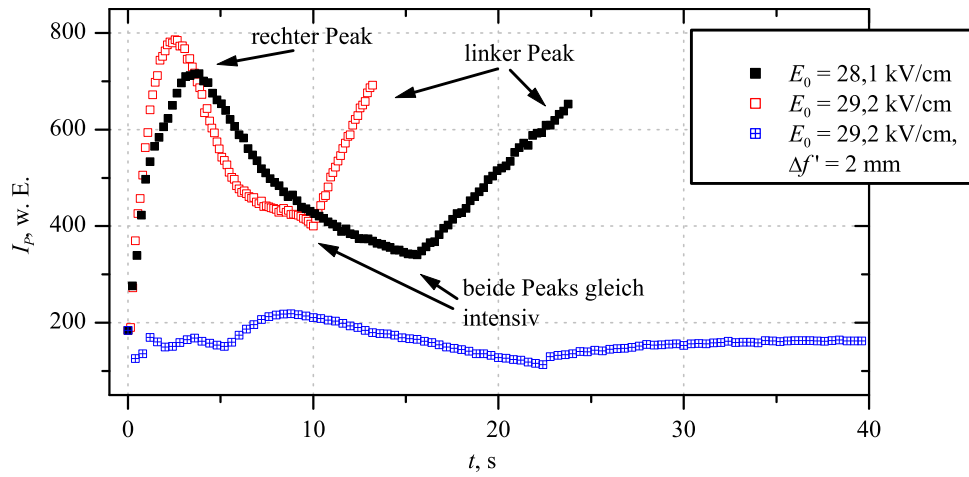


Abbildung 5.27: Peakintensität $I_P(t)$ für horizontale Polarisation des Signalbündels in der Mitte des Kristalls, $I_S = 380 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 10$.

für eine effektive Selbstfokussierung. Nach einer sehr schwachen, transienten Bündelinschnürung relaxiert der Bündeldurchmesser wieder in seinen Ausgangszustand bei $t = 0$.

Die Dynamik der beiden anderen Kurven (■ und □) aus dem Diagramm 5.27 unterscheidet sich aufgrund der verschiedenen Feldstärken E_0 . Die Aussage, daß die Zeit t_{\min} bis zum ersten Minimum im Bündeldurchmesser (bzw. Maximum in der Peakintensität) für alle in dieser Arbeit eingesetzten elektrischen Felder konstant ist (s. Abschnitt 5.1.4), gilt offenbar für große Signalintensitäten ebenfalls. Lediglich die Zeitpunkte der Bündelaufspaltung sind verschieden. Eine Ursache dafür könnte wieder das Gedächtnis des Kristalls sein, welches die Dynamik der Energieumkopplung beeinflusst.

Das zweite Diagramm (Abb. 5.28) zeigt zwei typische zeitliche Entwicklungen für vertikale Polarisation der Signalwelle in der Mitte des Kristalls. Die Selbstfokussierungsstärke bei der Kurve □ ist geringer als für den oben beschriebenen Fall der horizontalen Polarisation bei $z = \frac{d}{2}$. Drehen wir die Polarität des elektrischen Feldes um 180° (Kurve ■), so findet nur eine sehr schwache Selbstfokussierung statt. Daß das Bündel nicht defokussiert wird, obwohl das Vorzeichen von δn umgedreht wird, ist auf die Drehung der Polarisationssebene während der Propagation zurückzuführen: Am Kristallende beobachten wir Beiträge zum nichtlinearen Verhalten des Materials, die aus verschiedenen Bereichen stammen, die das Bündel durchläuft. Dadurch unterscheidet sich dieses Ergebnis vom dem bei Verwendung rechtszirkularer Polarisation (s. Abb. 5.6, S. 54).

Der Einfluß der Signalintensität ist in Abb. 5.29 gezeigt. In Bild 5.29 a) ist die Propagation im Kristall für typische experimentelle Parameter zu sehen, mit einer moderaten Signaintensität. Die kleinen Variationen der Peakintensität in z -Richtung

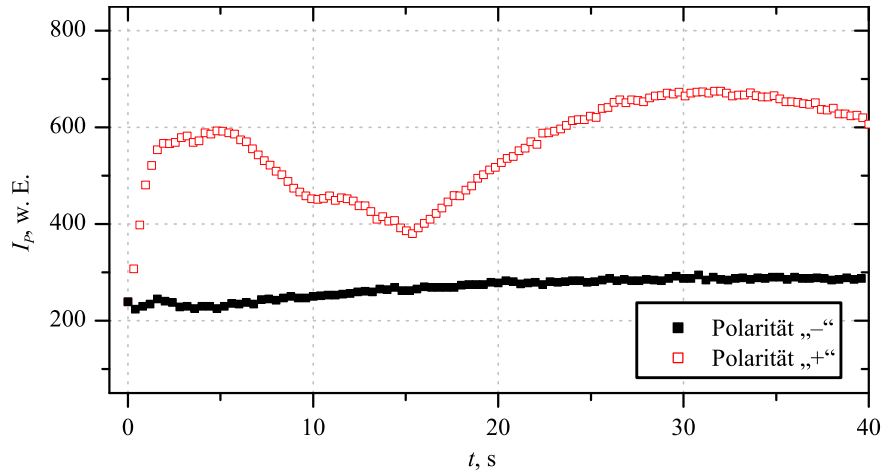


Abbildung 5.28: Peakintensität $I_P(t)$ für vertikale Polarisation des Signalbündels am Anfang des Kristalls, $E_0 = 29,2 \text{ kV/cm}$, $I_S = 380 \text{ mW/cm}^2$ und $r \approx 5$.

sind ein Ausdruck dafür, daß die optimale elektrische Feldstärke etwas größer ist als 30 kV/cm . Diese Störungen verstärken sich für größer werdende Signalleistungen, bis das Bündel schließlich aufspaltet. Die Aufspaltungen finden dabei in den Intensitäts-senken statt, und diese Senken verschieben sich für größere werdende Signalleistungen in Propagationsrichtung, wobei die Aufspaltungen intensiver werden.

Im Experiment destabilisiert das Bündel bereits bei kleineren Signalleistungen ($> 1 \mu\text{W}$). Diese Diskrepanz ist auf die Eindimensionalität des verwendeten Modells zurückzuführen, wie das auch schon bei der Selbstfokussierungsstärke im Abschnitt 5.1.5 der Fall war.

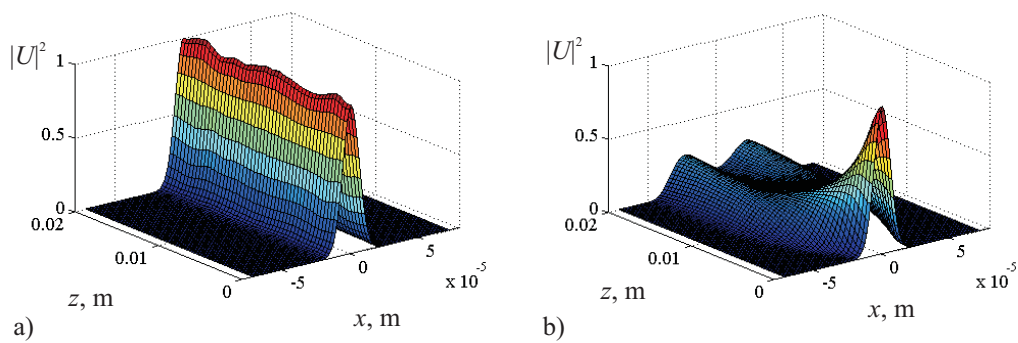


Abbildung 5.29: Einfluß der Signalintensität auf die Propagation eines selbstfokussierten Bündels mit $I_d = 15 \text{ mW/cm}^2$ und $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$. a) $P_S = 100 \text{ nW}$, b) $P_S = 4 \mu\text{W}$.

5.2.5 Zusammenfassung

Dieser Abschnitt befaßte sich mit der Selbstfokussierung bei verschiedenen Winkeln der linearen Polarisation des Signalbündels. Man kann sagen, daß viele Ergebnisse, die wir mit zirkularer Polarisation des Signals erhalten haben (s. Abschnitt 5.1) hierher übertragbar sind. Es gibt jedoch zwei wesentliche Unterschiede.

Das erste wichtige Charakteristikum der Selbstfokussierung, welches wir bei zirkularer Polarisation nicht antreffen, ist die Aufspaltung des Bündels, die während des Übergangs vom quasistationären in den stationären Zustand bei hohen Signalintensitäten stattfindet. Diese Aufspaltung geht mit einer Defokussierung zwischen den beiden fokussierten Zuständen einher. Das stationär fokussierte Bündel befindet sich stets in Feldrichtung neben dem transient fokussierten, wobei der Abstand in der Größenordnung des selbstfokussierten Bündeldurchmessers liegt.

Der zweite Unterschied besteht darin, daß es praktisch unmöglich ist, mit linearer Polarisation des Signals ein stabiles und langlebiges Soliton zu erzeugen. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich an der großen Propagationsdistanz, die das Bündel im Kristall zurücklegt. Deshalb durchquert es viele Gebiete mit wechselndem Vorzeichen der Nichtlinearität, was zu zeitlichen Instabilitäten führt.

5.3 Ausblick

Wir möchten hier zunächst einen kurzen Ausblick geben zu parallel propagierenden Bündeln, die der Selbstfokussierung unterliegen. Danach werden einige erste Experimente zum Einschreiben eines eindimensionalen Gitters in der Form einer Zweistrahlinterferenz vorstellen. Dies sind wichtige Schritte zu komplexeren Aufgaben wie der dreidimensionalen Strukturierung von Materialien, speziell BTO, indem z. B. lineare oder nichtlineare Arrays von Bündeln eingeschrieben werden.

5.3.1 Parallel kopropagierende, zueinander inkohärente Bündel

Wir haben einige erste Untersuchungen zur Selbstfokussierung von parallel in die gleiche Richtung propagierenden Bündeln unternommen, die auf weitere interessante Ergebnisse hoffen lassen.

Experimenteller Aufbau

Der in Abschnitt 4.3.2 beschriebene Aufbau wurde für die Experimente mit zwei parallelen Bündeln im Kristall leicht modifiziert und ist in Abb. 5.30 zu sehen. Zur Aufspaltung des He-Ne-Strahls verwenden wir einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS),

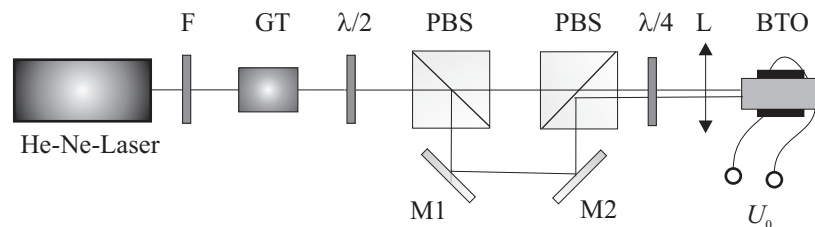


Abbildung 5.30: Experimentelle Anordnung zur Untersuchung von kopropagierenden, parallelen Solitonen. F – Dichtefilter; GT – Glan-Thompson-Prisma; $\lambda/2$, $\lambda/4$ – Phasenverzögerungsplatten; PBS – polarisierender Strahlteilerwürfel; M1, M2 – Umlenkspiegel; L – Fokussierungslinse; U_0 – externe Hochspannung. Die HGB wird auf die gleiche Weise wie in Abschnitt 4.3.2 erzeugt und wurde hier weggelassen.

ebenso wie zur Zusammenführung der beiden Teilbündel vor der Fokussierungslinse. Der eingeführte Wegunterschied ist somit größer als die Kohärenzlänge des Lasers, die wenige cm beträgt. Der Abstand der Bündel wird mit dem zweiten Spiegel M2 geregelt, indem dieser in z -Richtung verschiebbar ist. Ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen vor dem ersten PBS dient dazu, um die relativen Intensitäten der beiden Bündel festzulegen. Das zweite Phasenplättchen stellt zirkuläre Polarisation der beiden Bündel ein. Davor befindet

sich außerdem ein weiterer Polarisator, damit beide Bündel dieselbe Händigkeit besitzen, nämlich rechtszirkulare.

Wir setzen die gleiche Fokussierungslinse L wie für die Erzeugung der Solitonen ein (s. Abschnitt 4.3.2). Dies hat den Nachteil, daß die beiden Bündel die Linse nicht entlang der optischen Achse durchsetzen, sondern jeweils in geringem Abstand (~ 1 - 2 mm) auf der x -Achse links und rechts daneben. Die Fokussierungslinse hat jedoch mit 60 mm eine relativ große Brennweite und eine kleine Krümmung, sodaß der Einfluß von Abbildungsfehlern immer noch gering ist. Beobachtet wird wieder die Kristallrückseite mittels CCD-Kamera.

Erste Ergebnisse

Wir untersuchen den Fall von gleichen Intensitäten der beiden Bündel ($P_S = (75 \pm 5)$ nW, gemessen zwischen Fokussierungslinse und Kristall). Die elektrische Feldstärke beträgt 28,1 kV/cm. Die Bündel sind am Kristalleingang ca. $6w'_0$ voneinander entfernt. Trotz dieses relativ großen Abstandes sind sie nicht unabhängig.

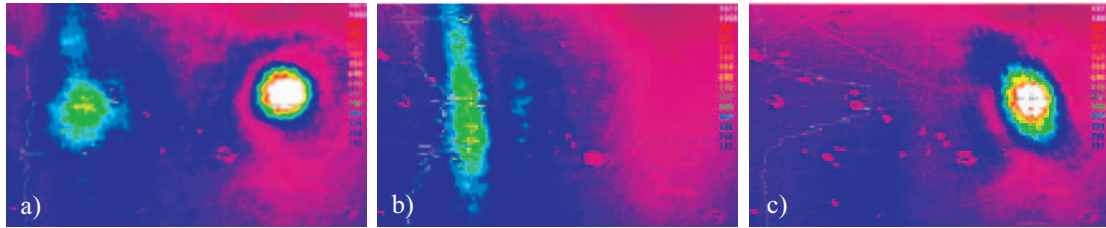


Abbildung 5.31: Kamerabilder der Kristallrückseite für die Kopropagationsanordnung, jeweils 56 s nach Einschalten der Hochspannung. a) Beide Bündel sind präsent, b) und c) jeweils ein Bündel ist geblockt. Bündelabstand $d_x \approx 6w'_0$

Bild 5.31 a) zeigt beide Bündel nach 56 s nach Einschalten der Nichtlinearität. Beide unterliegen der Selbstfokussierung und haben einen nahezu radialsymmetrischen Querschnitt. Ihre Erscheinung ist jedoch recht unterschiedlich, was ein Effekt der Dezentrierung von der optischen Achse ist. An der Kristallfrontfläche sind die Wellenfronten der beiden Bündel nicht gleich, weshalb die Nichtlinearität unterschiedlich wirkt.

Die gegenseitige Beeinflussung beider Bündel kommt dadurch zum Ausdruck, daß insbesondere das linke Bündel seine Radialsymmetrie verliert, wenn das rechte Bündel geblockt ist (Abb. 5.31 b)). Die Fokussierung ist praktisch eindimensional, und es ist auch kein symmetrischer quasistationärer Zustand vorausgegangen. Denselben Effekt erkennt man abgeschwächt für das rechte Bündel, wenn es allein vorhanden ist (Abb. 5.31 c)).

In der Abbildung 5.32 findet man Kamerabilder für das gleiche Experiment wie oben beschrieben, mit dem Unterschied, daß die beiden Bündel eingangs nun $\approx 3w'_0$ voneinander getrennt sind. Die entsprechenden Intensitätsprofile sind in Abb. 5.33 auf-

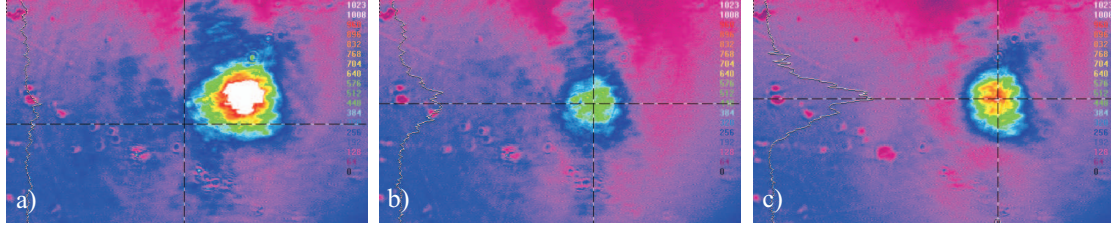


Abbildung 5.32: Kamerabilder der Kristallrückseite für die Kopropagationsanordnung, jeweils 56 s nach Einschalten der Hochspannung. a) Beide Bündel sind präsent, b) und c) jeweils ein Bündel ist geblockt. Bündelabstand $d_x \approx 3w'_0$.

getragen. Gezeigt sind beide Bündel einzeln fokussiert, gemeinsam fokussiert sowie die Summe aus den einzelnen Bündeln zum Vergleich. Man kann daraus ableiten, daß es sich in Bild 5.32 a) tatsächlich um eine Verschmelzung der beiden Bündel handelt und nicht um die Summe von deren Intensitäten.

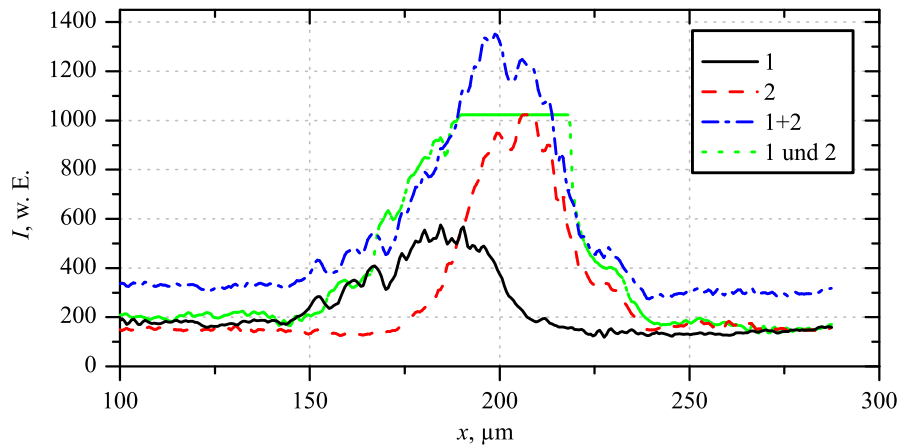


Abbildung 5.33: Intensitätsprofile aus den Aufnahmen von Abb. 5.32. 1, 2 – beide Bündel einzeln; 1 + 2 – Summe aus den Einzelprofilen; 1 und 2 – beide Bündel gleichzeitig vorhanden.

5.3.2 Zweistrahlinterferenz

Ein zweiter wichtiger Schritt, nach der Selbstfokussierung eines einzelnen Laserbündels, in Richtung reversible Materialstrukturierung ist die Einbringung zweidimensionaler Strukturen in den Kristall, z. B. durch Nutzung der Zweistrahlinterferenz.

Wir erzeugen diese Interferenz, indem das Signalbündel mit sich selbst überlagert wird. Wenn wir das Signalbündel nah am Rand der Eintrittsfläche auf den Kristall fokussieren, so trifft das (ausgedehnte) Bündel innerhalb des Kristalls sehr schnell auf eine Seitenfläche, von wo es reflektiert wird (s. Abb. 5.34). Die Auftrittsfläche des Bündels auf der Seitenfläche ist dabei sehr groß, da der Einfallswinkel nahe an 90° heranreicht.

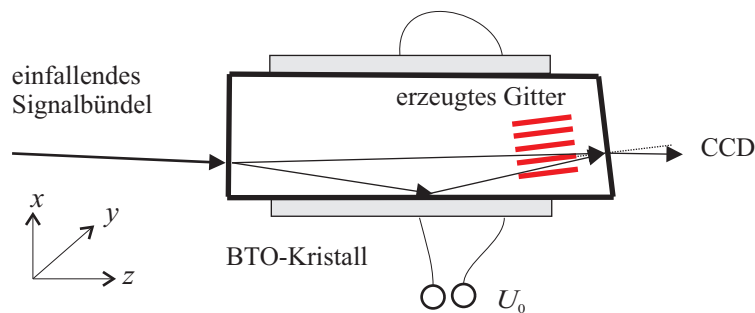


Abbildung 5.34: Zur Geometrie der Zweistrahlinterferenz im Kristall.

Ein Teil des Signalbündels trifft allerdings nicht auf die Seitenfläche; diese Komponente interferiert mit der reflektierten. Auf diese Weise kann man die Interferenz im Randgebiet des Kristalls erzeugen, wie sie in Abb. 5.35 zu sehen ist. Die Gitterperiode der Streifenstruktur beträgt $\approx 11 \mu\text{m}$.

Wird dann an den Kristall die Hochspannung angelegt, so kann man beobachten, wie Energie zwischen den einzelnen „Gitterflächen“ umgekoppelt wird, auch wenn dieser Effekt sehr schwach ausgeprägt ist. Die elektrische Feldstärke beträgt $28,1 \text{ kV/cm}$ und die Intensität des Signalbündels $78 \mu\text{W}$. Abbildung 5.36 zeigt einige Schnitte durch die Intensitätsverteilung am Kristallausgang in x -Richtung zu verschiedenen Zeiten nach dem Einschalten der Hochspannung. Zum Zeitpunkt $t = 0$ verstärken sich zunächst die Intensitätsmaxima am rechten Rand des Kristalls. Im weiteren Verlauf wandert die Energie nach links. Bei Beobachtung mit der CCD-Kamera stellt man auch eine Verbiegung der Interferenzstreifen fest, die sehr schnell nach Einschalten der Hochspannung (innerhalb $1 - 2 \text{ s}$) stattfindet und keine offensichtliche Symmetrie bezüglich der Richtung des externen Feldes aufweist. Ebenso ist die Verteilung der Energie in den Streifen nicht symmetrisch, vielmehr bilden sich charakteristische Muster aus. Zwischenzeitliche teilweise Zerstörungen der Interferenzfigur werden stets rekonstruiert. Der stabile Zustand, welcher nach einigen Sekunden eintritt, ist gekennzeichnet durch eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Energie über die gesamte Streifenstruktur.

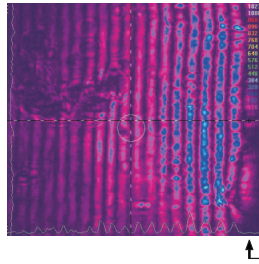


Abbildung 5.35: Interferenz an der Kristallrückseite. Ganz rechts im Bild (Pfeil) ist der Rand des Kristalls zu sehen.

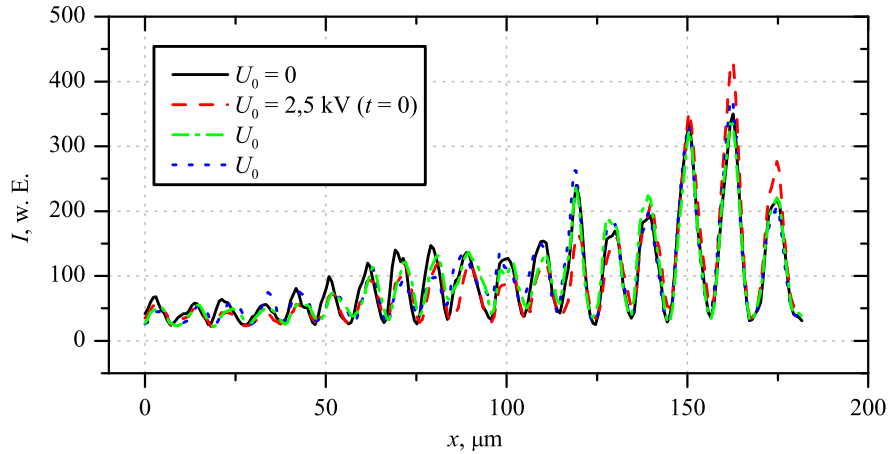


Abbildung 5.36: Intensitätsverteilung in x -Richtung an der Kristallrückseite im linearen ($U_0 = 0$) und nichtlinearen ($U_0 \neq 0$) Fall zu verschiedenen Zeiten.

5.3.3 Schlußfolgerungen

In den letzten beiden Abschnitten wurde gezeigt, in welche Richtungen zukünftige Untersuchungen in BTO bezüglich der Selbstfokussierung gehen sollen. Zunächst sind dies die Wechselwirkungen zwischen parallel ko- oder kontrapropagierenden, zueinander kohärenten oder inkohärenten Solitonen. Wir haben hier erste Ergebnisse zu kopropagierenden, inkohärenten Bündeln, die der Selbstfokussierung unterliegen, vorgestellt. Es hat sich gezeigt, daß bei einem Eingangsbündelabstand von $6w'_0$ die Symmetrie der (stabil) selbstfokussierten Bündel von der Anwesenheit des jeweils anderen Bündels beeinflußt wird. Nur wenn beide Bündel gleichzeitig vorhanden sind, werden diese radialsymmetrisch selbstfokussiert. Bei dem kleineren Abstand von $3w'_0$ findet eine Verschmelzung beider selbstfokussierter Bündel zu einem statt.

Im zweiten Abschnitt haben wir als Beispiel aufgezeigt, wie durch Zweistrahlinterferenz, bei der verschiedene Komponenten des Signalbündels miteinander interferieren, eine zweidimensionale Strukturierung des Materials erfolgen kann. In der erzeugten Streifenstruktur findet beim Einschalten der Hochspannung eine Energieumkopplung statt. Diese Umkopplungsprozesse können durch die Anpassung der Gitterkonstante der Interferenzfigur, die elektrische Feldstärke sowie die Intensität des Signalbündels aktiv gesteuert werden.

Kapitel 6

Interferometrische Kamera mit Wellenfrontspeicherung in BGO

6.1 Doppelbelichtungs-Interferometrie

Unsere experimentelle Anordnung zur Aufnahme von zwei winkelnkodierten Hologrammen läßt eine gesteigerte Kapazität (von bis zu 10 Hologrammen) eines optimierten Systems erwarten [77]. Darauf werden wir in Abschnitt 6.3 näher eingehen. Zunächst sollen einige Meßergebnisse vorgestellt werden. Die Abbildung 6.1 zeigt einige Interferogramme von dem Piezo-Plättchen, an welches verschiedene Spannungen U_P angelegt wurden. Mit dem Betrag von U_P steigt auch die Amplitude, mit der das Piezo-Plättchen

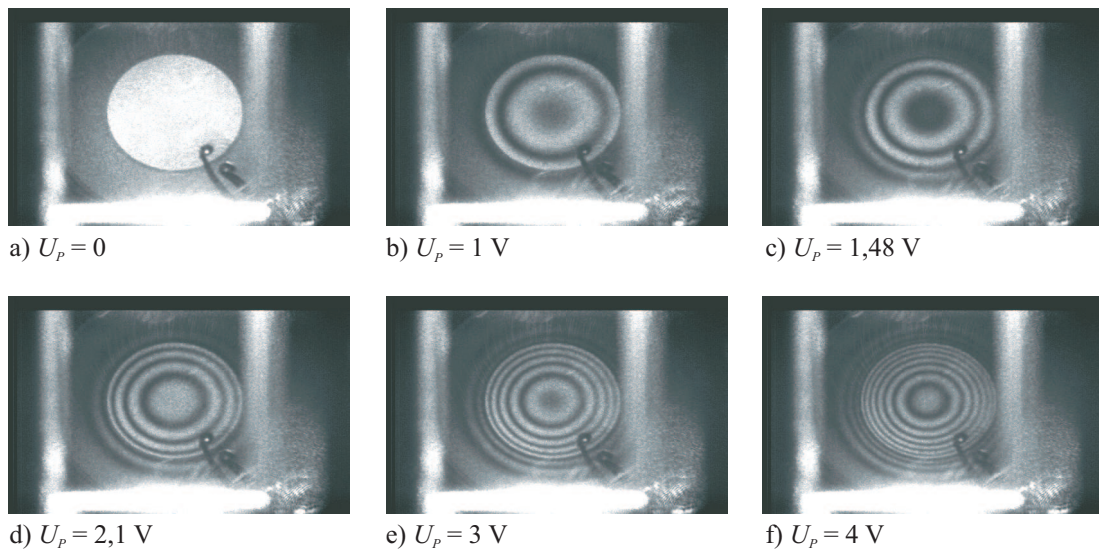


Abbildung 6.1: Interferogramme des Piezo-Plättchens für verschiedene Schwingungsamplituden. Der Kontrast in den Bildern wurde zur besseren Sichtbarkeit nachbearbeitet. Unten rechts sind die Kontakte der Spannungsversorgung zu sehen.

schwingt, und demzufolge die Anzahl der Interferenzringe im Bild. In diesem Experiment beträgt die Modulationstiefe der Interferenzen $m \approx 2\%$. Das Intensitätsverhältnis ist $R = I_{\text{sig}}/I_{\text{ref}} \approx 10^{-4}$. Die Gesamtenergie, die während jeder Aufnahme auf den Kristall auftrifft, ist $\approx 4 \text{ mJ}$, die Belichtungszeit je 100 ms.

In den nächsten Abbildungen (6.2 und 6.3) sind für typische Interferogramme bei $U_P = 1,0 \text{ V}$ und $2,0 \text{ V}$ Schnitte in horizontaler Richtung dargestellt. Aus diesen Intensitätsverteilungen $I(x)$ lassen sich jeweils die optischen Wegdifferenzen $\Phi(x)$ zwischen Referenz- und Signalwelle an dieser Stelle ableiten. Hier ist sie aufgetragen in Vielfachen der Wellenlänge λ . Diese Phasendifferenz beinhaltet die Durchbiegung des Piezo-Plättchens zum Zeitpunkt der Aufnahme des zweiten Hologramms aufgrund der

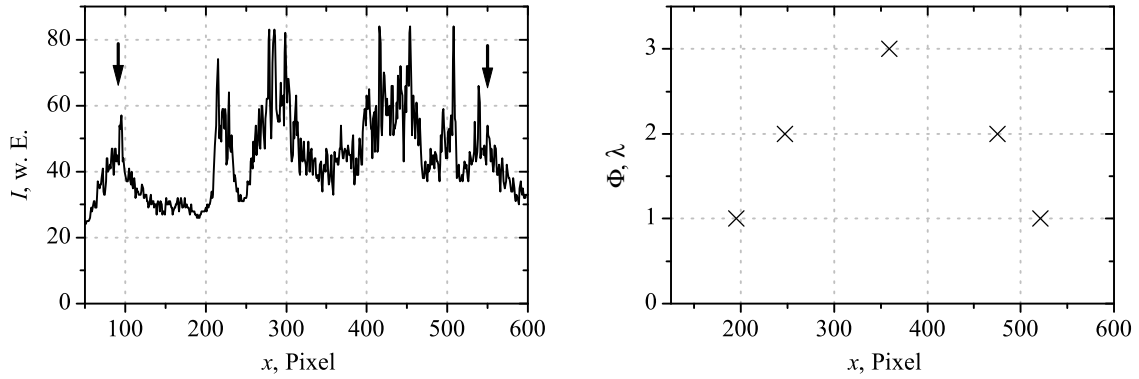


Abbildung 6.2: $U_P = 1,0 \text{ V}$. **links:** Intensitätsverteilung im Interferogramm in horizontaler Richtung. Zu sehen sind Streulicht an den Kristallrändern (Pfeile) sowie zwei helle Ringe um die dunkle Mitte. **rechts:** Aus $I(x)$ abgeleitete optische Wegdifferenz $\Phi(x)$ zwischen Signal und Referenz.

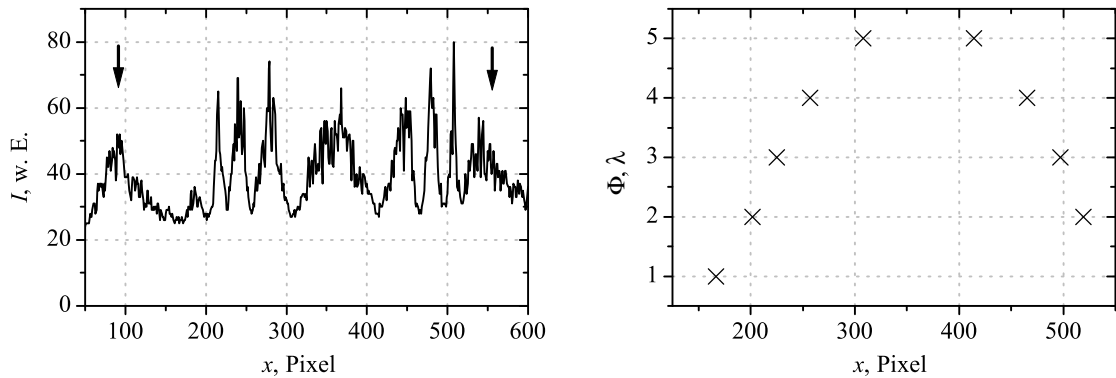


Abbildung 6.3: $U_P = 2,0 \text{ V}$, analog zu Abb. 6.2. Zu sehen sind in $I(x)$ vier helle Ringe um die helle Mitte (vierter Ring rechts durch Streulicht verdeckt).

angelegten Spannung, da das Objekt während der ersten Aufnahme in Ruhe ist.

Den Kontrast bzw. die Sichtbarkeit der Interferogramme bestimmen wir mit der Beziehung

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (6.1)$$

wobei I_{\max} bzw. I_{\min} die maximale bzw. minimale Intensität in benachbarten hellen und dunklen Streifen ist. Nach Abzug des Untergrundes finden wir für die Interferogramme in den Abbildungen 6.1 – 6.3 Werte von $V \approx 0,7 \dots 0,8$.

6.2 Echtzeit-Interferometrie

Um die Leistung unseres Systems besser einordnen zu können, haben wir ebenfalls einige Hologramme mit der Echtzeitmethode aufgenommen und die Qualität der Interferogramme mit den Doppelbelichtungsinterferogrammen verglichen. Ein Beispiel ist in Abb. 6.4 b) zu sehen, neben einem Interferogramm, das mit der DBI und ansonsten gleichen experimentellen Parametern aufgenommen wurde (a)). Die starke Verringerung

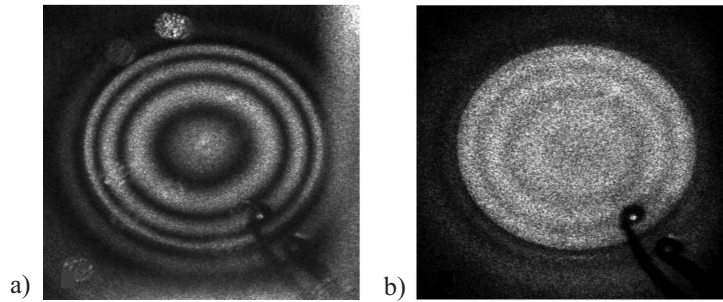


Abbildung 6.4: Interferogramme des Piezo-Plättchens, aufgenommen a) mit der Doppelbelichtungsmethode und b) mit der Echtzeitmethode. $U_P = 2,0 \text{ V}$. Beide Bilder wurden gleichermaßen nachbearbeitet, indem jeweils das Rauschen kommend von der Referenz und der Untergrund subtrahiert wurden.

der Sichtbarkeit der Interferenzstreifen ist deutlich zu erkennen. In Bild a) beträgt $V \approx 0,62$, in Bild b) ist $V \approx 0,29$. Der geringe Kontrast des Echtzeit-Bildes hat seine Ursache hauptsächlich in dem großen Intensitätsverhältnis der zum Zeitpunkt t_2 transmittierten und der rekonstruierten Welle, die miteinander interferieren. Bei der DBI ist das Intensitätsverhältnis der zwei rekonstruierten Wellen $I_{\text{diff},2}/I_{\text{diff},1} = 1$. Um den Kontrast bei der EZI zu erhöhen, müßte das Objektbündel zur Zeit t_2 so abgeschwächt werden, daß seine transmittierte Intensität mit der der rekonstruierten Welle vergleichbar wird.

Vergleicht man die Interferogramme weiter, so stellt man fest, daß helle und dunkle Streifen bei den beiden Methoden vertauscht sind. In der Abb. 6.4 befindet sich ein

heller Kreis in der Mitte des Piezo-Plättchens für die DBI und ein dunkler für die EZI. Dies gilt für alle an das Piezo-Plättchen angelegten Spannungen. Die Ursache hierfür ist die Tatsache, daß bei der EZI nur ein Referenzbündel vorhanden ist, wobei es bei der DBI zwei sind. Der Phasenunterschied von π wird von dem $\lambda/4$ -Plättchen und dem Polarisator zwischen den beiden Referenzbündeln eingeführt.

Analog zu den Schnitten in 6.2 und 6.3 für die DBI sind in Abb. 6.5 typische Querschnitte aus Interferogrammen gezeigt, die mittels EZI und den gleichen experimentellen Parametern aufgenommen wurden. Die Graphen sind stark verrauscht durch

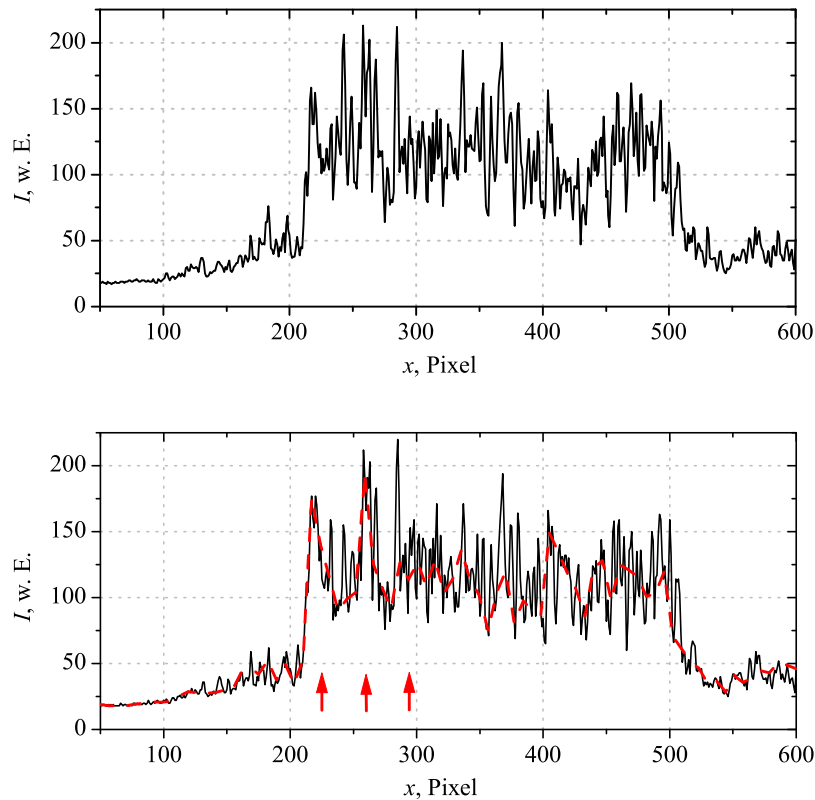


Abbildung 6.5: $U_P = 1,0 \text{ V}$ (oben) und $U_P = 2,0 \text{ V}$ (unten), Intensitätsverteilung in horizontaler Richtung. Zu sehen sind ein heller Ring um die helle Mitte (oben) sowie drei helle Ringe um die dunkle Mitte (unten, helle Ringe mit Pfeilen gekennzeichnet). Die gestrichelte Linie unten stellt eine Interpolation über 80 Punkte dar. Das starke Rauschen stammt von Speckles.

die Speckles, die sich in den Interferogrammen befinden, wie dies auch in Bild 6.4 b) zu sehen ist. Die Streifenstruktur für $U_P = 2,0 \text{ V}$ ist nur beim Betrachten des kompletten Kamerabildes gut zu erkennen, wenn das Auge über viele Bildpunkte mitteln kann (wie in Abb. 6.4 b)). Die durchschnittliche Maximalintensität der hellen Streifen ist ca. doppelt so groß wie bei DBI. Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen Aufnahmemethoden: Bei der EZI ist natürlich die transmittierte Objektwelle zum Zeitpunkt

t_2 intensiver als jede der beiden rekonstruierten Wellen in der DBI.

6.3 Wellenfrontspeicherung mit höherer Kapazität

In diesem Abschnitt extrapolieren wir die erzielten Ergebnisse der Experimente aus Abschnitt 6.1 zu höheren Kapazitäten, d. h. zu einer größeren Anzahl von speicher- und auslesbaren Hologrammen im Kristall.

Dazu betrachten wir die gebeugte bzw. rekonstruierte Intensität I_{diff} , die in folgendem Zusammenhang mit dem Gain Γ steht:

$$I_{\text{diff}} \approx \eta_N I_{\text{ref}} = \left(\frac{m\Gamma l}{4N} \right)^2 I_{\text{ref}}, \quad (6.2)$$

wobei η_N der Beugungswirkungsgrad pro Hologramm bei Vorhandensein von N Hologrammen ist. Weiterhin muß, um die Hologramme auslesen zu können,

$$I_{\text{diff}} > a I_{\text{ref}}, \quad (6.3)$$

gelten, wobei die rechte Seite dieser Ungleichung das von der Referenzwelle herrührende Streulicht ausdrückt. Der Rauschproportionalitätsfaktor a beträgt in unserem Fall 10^{-6} . Daraus folgt für die Anzahl N der einschreibbaren Hologramme

$$N < \frac{m\Gamma l}{4\sqrt{a}}. \quad (6.4)$$

Die Zahl gespeicherter Hologramme ist proportional zur Modulationstiefe m des Interferenzmusters. Um N zu erhöhen, muß also die Beugungseffektivität gesteigert werden, indem $m = 1$ gesetzt wird. Dies erreicht man durch das Anheben der Signalintensität auf ein ähnliches Niveau wie die Referenzintensität, $R \approx 1$. Dadurch ist allerdings der Einsatz unseres Wellenfrontspeichers auf die Beobachtung von transparenten Objekten beschränkt. So gewinnen wir mehrere Größenordnungen in der Signalenergie verglichen mit streuenden Objekten. In diesem Fall erhalten wir aus der Formel (6.4), für unseren Aufbau mit demselben photorefraktiven Kristall, denselben optischen Elementen und deshalb derselben numerischen Apertur, für die maximale Anzahl speicherbarer Hologramme $N \approx 75$. Die Qualität der resultierenden Interferogramme wird denen aus Abbildung 6.1 ähnlich sein.

Die gebeugte Intensität berechnet sich aus der maximalen Beugungseffektivität $\eta_{N,0}$ ($m = 1$), der Auslesezeit t und der Responsezeit $\tau = \tau_0/I_{\text{ref}}$,

$$I_{\text{diff}} = \eta_{N,0} I_{\text{ref}} \exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right). \quad (6.5)$$

Für $m = 1$ gilt dann für die entsprechende Energiedichte bis zum vollständigen Löschen der im Kristall gespeicherten Hologramme

$$D_{\text{diff}} = \frac{\tau_0}{2} \left(\frac{\Gamma l}{4N} \right)^2. \quad (6.6)$$

Gleichung (6.6) zeigt, daß der Kristall nicht zu sensibel sein darf, d. h. τ_0 darf nicht zu klein sein. Um die Anzahl M der auslesbaren Hologramme zu erhalten, müssen wir die minimale Energiedichte D_{det} kennen, die von der CCD-Kamera benötigt wird, um ein Bild zu detektieren,

$$D_{\text{det}} = \frac{1}{A_{\text{det}}} P_{\text{sig}} \Delta t T \quad (6.7)$$

Mit einer Signalintensität von $P_{\text{sig}} = 1,6 \mu\text{W}$, einer Transmission unseres Systems von $T \approx 0,16$ und einer Integrationszeit von $\Delta t = 1/60 \text{ s}$ erhalten wir für die von uns verwendete Kamera (Pulnix TM 9700, Interline) $D_{\text{det}} \approx 20 \text{ nJ/cm}^2$, bei einer Detektorfläche von $A_{\text{det}} \approx 0,2 \text{ cm}^2$. Dann folgt für M :

$$M = \frac{D_{\text{diff}}}{D_{\text{det}}}. \quad (6.8)$$

Unter Beachtung der Vergrößerung von 1 zwischen Kristall und Kamera erhalten wir für die Anzahl der speicher- und auslesbaren Hologramme

$$M = N = 14. \quad (6.9)$$

Diese Zahl ist bereits interessant für einige Anwendungen. Sie läßt sich erhöhen, indem man z. B. eine empfindlichere CCD-Kamera verwendet oder einen größeren Kristall (und damit einen Abbildungsmaßstab < 1 zwischen Kristall und Kamera).

6.4 Schlußfolgerungen

Vergleich des BGO:Cu-Kristalls mit anderen Kristallen

Es wurden ebenfalls Untersuchungen in der 90° -Konfiguration mit einem GaAs-Kristall durchgeführt bei $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ [113]. Seine Empfindlichkeit ist $\approx 5 \text{ mJ/cm}^2$ und der photorefraktive Gain $0,5 \text{ cm}^{-1}$. Letzterer führt zu einem gegenüber unserem BGO leicht erhöhten Gain-Länge-Produkt $\Gamma l = 0,4$. Das Streulicht hatte Proportionalitätsfaktoren von $a = 10^{-5}$ in der Kopplungskonfiguration und $a = 10^{-7}$ in der Beugungsanisotropie-Konfiguration. Dies liefert rund 32 speicherbare Hologramme für die erste und 316 für die zweite Konfiguration. Wenn wir jedoch Gln. (6.6) und (6.8) anwenden und außerdem beachten, daß die Empfindlichkeit von CCD-Kameras mindestens um einen Faktor 3 von $\lambda_0 = 514 \text{ nm}$ zu 1064 nm sinkt, so finden wir, daß in beiden Konfigurationen

höchstens 7 Hologramme ausgelesen werden können, bevor diese komplett gelöscht sind.

Andererseits können wir einen weniger empfindlichen Kristall, wie LiNbO_3 betrachten. Dieser wurde sowohl in der 90° - als auch in der Kopropagationsgeometrie untersucht [78]. Das verwendete Exemplar ist Fe-dotiert und hat eine Sensitivität von $> 100 \text{ J/cm}^2$, was zu einer Energiedichte von 1 J/cm^2 pro Hologramm bei der Aufnahme von 10 Hologrammen führt. Da wir allerdings mit Energiedichten in der Größenordnung von 1 mJ/cm^2 arbeiten, würde dies eine enorme Verringerung des Beugungswirkungsgrades η bis hin zu 10^{-7} (mit den Parametern aus [78]) zur Folge haben. Schließlich würde deshalb auch die gebeugte Energiedichte D_{diff} stark absinken.

Diese beiden Beispiele zeigen, daß wir mit der Wahl eines BGO:Cu-Kristalls für die holographische Kamera tatsächlich den besten Kompromiß eingegangen sind, und zwar hinsichtlich seiner Empfindlichkeit sowohl gegenüber der Wellenlänge als auch der eingetragenen Energiedichte.

Zusammenfassung, Ausblick und Einordnung

In dieser Arbeit zeigten wir den Einsatz eines photorefraktiven Kristalls als Wellenfrontspeicher in einem holographischen Interferometer für die Aufnahme von schnellen Ereignissen. Wir haben unser System charakterisiert und festgestellt, daß insbesondere Sillenit-Kristalle wie der BGO:Cu hervorragend dafür geeignet sind, Wellenfrontspeicher mit Kapazitäten von einigen zehn speicher- und lesbaren Hologrammen zu realisieren. Diese Zahl ist bereits interessant für einige Anwendungen, z. B. die Beobachtung von Teilchenströmen in Flüssigkeiten. Den für die Interferometrie störenden Effekt der optischen Aktivität des Kristalls kann man durch die Wahl von zirkularer Polarisierung der Schreib- und Lesewellen eliminieren.

Für weitere Experimente im Impulsregime und mit einer höheren Speicherkapazität des Systems wäre ein Laser interessant, der eine Serie einiger zehn Pulse liefert: z. B. ein gütegeschalteter Nd:YAG-Laserschwingkreis, gefolgt von einem Verstärker. Die Pulse haben einen Abstand von einigen bis einigen zehn μs sowie jeder von ihnen eine Energie von einigen mJ. Die Energie, die benötigt wird, eines von N Hologrammen zu schreiben, ist gleich der, die benötigt wird, um ein Hologramm in der Sättigung zu schreiben, geteilt durch N . In unserem Falle ist die Energie pro Flächeneinheit in der Größenordnung von 1 mJ/cm^2 . Die Pulse können dann beispielsweise von einem akustooptischen Modulator gescannt werden.

Mit diesen Voraussetzungen befinden wir uns mit unserer holographischen Kamera, hinsichtlich ihrer Aufnahmerate, in der Nähe des Systems von Ehrlich et al. [74]. Diese Gruppe arbeitet mit Verzögerungszeiten von $\sim 1 \mu\text{s}$ und klassischen Silberhalogenidplatten als Speichermedien. Liu et al. [75] nehmen die Hologramme in Photopolyme-

ren mit einigen Nanosekunden Aufnahmezeit auf. Der offensichtliche Vorteil unseres Systems besteht also in dem wiederverwendbaren Material aufgrund der reversiblen Indexmodulation.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Kapazität bzw. die Leistungsfähigkeit von Sillenit-Kristallen in zwei ausgewählten photorefraktiven Anwendungen aufzuzeigen. Die erste ist die Selbstfokussierung eines kontinuierlichen Laserbündels hin zur Erzeugung räumlicher Screening-Solitonen mit einem BTO-Kristall, der mit einem externen elektrischen Feld versehen ist, als nichtlineares Material. Die zweite Applikation ist die holographische Interferometrie für die Echtzeit-Aufnahme von schnellen Ereignissen im Bereich von μs – ms mit einem BGO-Kristall als Wellenfrontspeicher.

Die Besonderheit, die sich bei beiden Anwendungen aufgrund des Einsatzes von Sillenit-Kristallen ergibt, ist deren optische Aktivität. Die Nachteile, die sich daraus ableiten, lassen sich jeweils durch die richtige Wahl der Signalpolarisation umgehen. In beiden Fällen ist dies *zirkulare* Polarisierung. Dadurch werden die durch die Drehung der Schwingungsebene linear polarisierter elektrischer Felder verursachten Modulationen des effektiven elektrooptischen Koeffizienten für die erste Anwendung und des photorefraktiven Gains für die zweite Anwendung unterdrückt. Sillene sind sowohl für die Selbstfokussierung eines kontinuierlichen Laserbündels hin zu räumlichen Solitonen als auch als Wellenfrontspeicher innerhalb einer holographischen Kamera hervorragend geeignet.

Selbstfokussierung in BTO Zunächst haben wir erläutert, warum wir uns für einen BTO-Kristall zur Erzeugung der räumlichen Solitonen entschieden haben. Wir haben experimentell einen Parameterbereich festlegen können, in welchem die Selbstfokussierung hin zu stabilen räumlichen Solitonen effektiv stattfinden kann. Mit den relativ langen und schmalen, faserähnlichen BTO-Kristallen ergaben sich besonders interessante experimentelle Bedingungen, da das Bündel über eine große Strecke durch das Material propagierte und nichtlinearen Wechselwirkungen mit demselben unterlag. Wir

zeigten, daß es möglich ist, durch Verwendung eines zirkular polarisierten Signalbündels solitäre Strukturen zu erzeugen, die eine Lebensdauer von mehreren Stunden haben. Aufgrund ihrer Charakteristik, d. h. des Verhaltens des Bündeldurchmessers am Kristallausgang konnten wir mit hoher Sicherheit darauf schließen, daß es sich hierbei tatsächlich um räumliche Solitonen handelt. Dies war, nach unserem besten Wissen, die erste Demonstration langzeitstabiler räumlicher Solitonen in BTO. Diese sind außerdem resistent gegen kleinere äußere Einflüsse wie mechanische Erschütterungen oder eine leicht veränderte Raumbeleuchtung. Die Drehrichtungen von optischer Aktivität und Polarisationssebene waren dabei identisch.

Die zur Solitonenerzeugung nutzbaren Werte der Signalintensität, der elektrischen Feldstärke sowie des Intensitätsverhältnisses befinden sich allerdings jeweils in einem sehr kleinen Bereich: $I_S \sim 6 - 70 \text{ mW/cm}^2$, $E_0 \sim 25 - 32 \text{ kV/cm}$ und $r \sim 3 - 10$. Diese Beschränkung gilt nicht für den Selbstfokussierungsprozeß, bei dem man aus einem größeren Parameterbereich wählen kann. Ist das Signalbündel allerdings linear polarisiert, so findet überhaupt keine stabile Solitonenbildung statt, wohl aber Selbstfokussierung. Dabei spielt der Eingangspolarisationswinkel keine entscheidende Rolle, was auf die große Propagationsdistanz im Kristall zurückzuführen ist.

Wir haben weiterhin erste Schritte in Richtung zweidimensionaler Materialstrukturierung unternommen. Ein nichtlineares Gitter wurde mit Hilfe der Zweistrahlinterferenz im Kristall erzeugt, in welchem bei Vorhandensein des externen Feldes Energieumkopplungen beobachtet wurden. Als zweites haben wir die Wechselwirkungen von inkohärenten, parallel kopropagierenden Bündeln untersucht, die der Selbstfokussierung unterliegen. Wir haben festgestellt, daß die beiden Bündel, abhängig vom gegenseitigen Abstand, zu einem einzelnen verschmolzen sind oder ihre Symmetrieeigenschaften beeinflussen.

Diese beiden Punkte stellen einen Ausblick auf die folgenden Arbeiten dar, die über diese Promotion hinausgehen. Insbesondere der erste Punkt bedarf einer theoretischen Modellierung, um die eingesetzten Intensitäten und den Einfallswinkel des Signalbündels besser anpassen zu können. Das genaue Verständnis der Wechselwirkung der Solitonen führt gerade bei (anti)parallel propagierenden Bündeln direkt zu einfachen optischen Funktionselementen wie Kopplern oder Y-Verzweigern. Zukünftige Untersuchungen müssen auch die Führung von Licht, z. B. mit einer Wellenlänge im Infrarotbereich, in den wellenleitenden Strukturen im Kristall beinhalten.

Wellenfrontspeicherung für die Interferometrie in BGO Eine erste Demonstration und Überprüfung des Prinzips der Speicherung von Wellenfronten in einem Sillenit wurde dargestellt. Für die Implementierung in einer holographischen Kamera in 90°-Geometrie erwies sich der kupferdotierte BGO-Kristall besonders hinsichtlich

seiner Empfindlichkeit gegenüber dem Energieeintrag als sehr vorteilhaft. Wir haben aufgrund der erzielten Ergebnisse auf eine Kapazität eines optimierten Interferometers im Impulseregime von einigen zehn speicher- und lesbaren Hologrammen geschlossen. Insbesondere hinsichtlich des relativ geringen Beugungswirkungsgrades pro Hologramm lassen sich allerdings noch Verbesserungen erzielen, z. B. durch Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses oder die Verwendung von transparenten Objekten.

Kürzlich wurden von M. Georges et al. einige Ergebnisse des PHIFE-Projektes veröffentlicht [114]. Sie stellten einen Prototypen eines holographischen Interferometers vor, der in verschiedenen industriellen Anwendungen getestet wurde. Er basiert auf zwei Modulen, die austauschbar sind und die Kristallanordnungen enthalten, um bei 532 nm (BSO) oder 1,06 μm (GaAs) zu arbeiten, sowie zwei CCD-Kameras. Ein gütegeschalteter Doppelpuls-YAG-Laser emittiert jeweils einen Schreibe- und einen Lesepuls mit einer Wiederholrate von 25 Hz, wobei der Abstand zwischen den beiden Pulsen durch die Art des Einsatzes des Interferometers bestimmt ist. Damit wurde die Zielstellung des Projektes erreicht.

Literaturverzeichnis

- [1] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, and A. V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [2] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state*, Ferroelectrics **22** (1979), 949.
- [3] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau, *Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3* , Appl. Phys. Lett. **9** (1966), 72.
- [4] P. Günter and J.-P. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications II*, vol. 62, Springer-Verlag, Heidelberg, 1989.
- [5] P. Yeh and C. Gu, *Photorefractive Materials, Effects, and Applications*, Critical Reviews of Optical Science and Technology, vol. CR48, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, 1994.
- [6] V. Matusevich, A. Kiessling, E. Weidner, and R. Kowarschik, *Ring self-pumped phase-conjugate mirror with a photorefractive $\text{Ba}_{0.77}\text{Ca}_{0.23}\text{TiO}_3$ crystal as an active medium*, Opt. Commun. **210** (2002), 107.
- [7] G. Cedilnik, M. Esselbach, A. Kiessling, and R. Kowarschik, *Real-time holographic interferometry with double two-wave mixing in photorefractive crystals*, Appl. Opt. **39** (2000), 2091.
- [8] T. Baade, A. Kiessling, and R. Kowarschik, *A simple method for image restoration and image pre-processing using two-wave mixing in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$* , J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **3** (2001), 250.
- [9] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz, and T. Tschudi, *Demonstrator concepts and performance of a photorefractive optical novelty filter*, Opt. Mat. **4** (1995), 376.
- [10] P. Delaye and G. Roosen, *Evaluation of a photorefractive two-beam coupling novelty filter*, Opt. Commun. **165** (1999), 133.

- [11] G. Balzer, C. Denz, O. Knaup, and T. Tschudi, *Circling vortices and pattern dynamics in unidirectional photorefractive ring oscillator*, Chaos, Solitons and Fractals **10** (1999), 725.
- [12] C. Denz, T. Dellwig, J. Lembcke, and T. Tschudi, *Parallel optical image addition and subtraction in a dynamic photorefractive memory by phase-code multiplexing*, Opt. Lett. **21** (1996), 278.
- [13] G. Berger, C. Denz, I. Földvári, and A. Péter, *Non-volatile volume holograms in bismuth tellurite crystals*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5** (2003), S444.
- [14] M. Segev, B. Crosignani, G. Salamo, G. Duree, P. Di Porto, and A. Yariv, *Photorefractive Spatial Solitons*, in: Photorefractive Effects and Materials, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1995.
- [15] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, M. Shih, Z. Chen, M. Mitchell, and G. Salamo, *Photorefractive Spatial Solitons*, Beam Shaping and Control with Nonlinear Optics, Plenum Press, New York, 1998.
- [16] G. I. A. Stegeman, D. N. Christodoulides, and M. Segev, *Optical spatial solitons: Historical perspectives*, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **6** (2000), 1419.
- [17] M. Segev and G. Stegeman, *Self-trapping of optical beams: Spatial solitons*, Physics Today (August 1998), p. 42.
- [18] Y. N. Karamzin and A. P. Sukhorukov, *Mutual focusing of high-power light beams in media with quadratic nonlinearity*, Sov. Phys. JETP **41** (1976), 414.
- [19] W. E. Torruellas, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. VanStryland, G. I. Stegeman, L. Torner, and C. R. Menyuk, *Observation of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 5036.
- [20] M. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. Salamo, and G. C. Valley, *Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons*, Opt. Lett. **21** (1996), 324.
- [21] M.-F. Shih, M. Segev, G. C. Valley, G. Salamo, B. Crosignani, and P. Di Porto, *Observation of two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons*, Electron. Lett. **31** (1995), 826.
- [22] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad, *Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides*, Appl. Phys. Lett. **85** (2004), 2193.

- [23] A. W. Snyder and F. Ladouceur, *Light guiding light*, Opt. Phot. News (Februar 1999), p. 35.
- [24] M. Segev and M. Shih, *Photorefractive screening solitons of high and low intensity*, J. Opt. Soc. Am. B **13** (1996), 706.
- [25] Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun, D. N. Christodoulides, and Y. S. Kivshar, *Coupled photorefractive spatial-soliton pairs*, J. Opt. Soc. Am. B **14** (1997), 3066.
- [26] W. Królikowski, C. Denz, A. Stepken, M. Saffmann, and B. Luther-Davies, *Interaction of spatial photorefractive solitons*, Quantum Semiclass. Opt. **10** (1998), 823.
- [27] C. Denz, W. Królikowski, J. Petter, C. Weilnau, T. Tschudi, M. R. Belic, F. Kaiser, and A. Stepken, *Dynamics of formation and interaction of photorefractive screening solitons*, Phys. Rev. E **60** (1999), 6222.
- [28] M. Wesner, C. Herden, R. Pankrath, D. Kip, and P. Moretti, *Temporal development of photorefractive solitons up to telecommunication wavelenghts in strontium-barium niobate waveguides*, Phys. Rev. E **64** (2001), 036613.
- [29] C. Weilnau, M. Ahles, J. Petter, D. Träger, J. Schröder, and C. Denz, *Spatial optical (2+1)-dimensional scalar- and vector-solitons in saturable nonlinear media*, Ann. Phys. (Leipzig) **11** (2002), 573.
- [30] C. Hesse, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, and G. Kugel, *Self-focusing of a continuous laser beam in KNbO_3 in the presence of an externally applied field*, Opt. Mat. **18** (2001), 187.
- [31] S. Lan, M. Shih, and M. Segev, *Self-trapping of one-dimensional and two-dimensional optical beams and induced waveguides in photorefractive KNbO_3* , Opt. Lett. **22** (1997), 1467.
- [32] M. Chauvet, *Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons*, J. Opt. Soc. Am. B **20** (2003), 2515.
- [33] M. Asaro, M. Sheldon, Z. Chen, O. Ostroverkhova, and W. E. Moerner, *Soliton-induced waveguides in an organic photorefractive glass*, Opt. Lett. **30** (2005), 519.
- [34] M. D. Iturbe Castillo, P. A. Márquez Aguilar, J. J. Sánchez-Mondragón, S. Stepanov, and V. Vysloukh, *Spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with drift mechanism of nonlinearity*, Appl. Phys. Lett. **64** (1994), 408.

- [35] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel, *Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons*, Phys. Rev. E **54** (1996), 6866.
- [36] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel, *Build up mechanisms of $(1 + 1)$ -dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons*, Opt. Commun. **145** (1998), 393.
- [37] J. Maufoy, N. Fressengeas, D. Wolfersberger, and G. Kugel, *Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media*, Phys. Rev. E **59** (1999), 6116.
- [38] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel, *Experimental study of the self-focusing process temporal behavior in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$* , J. Appl. Phys. **85** (1999), 2062.
- [39] S. R. Singh and D. N. Christodoulides, *Effects of optical activity on photorefractive spatial solitons in a biased $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal*, J. Opt. Soc. Am. B **13** (1996), 719.
- [40] W. Królikowski, N. Akhmediev, D. R. Andersen, and B. Luther-Davies, *Effect of natural optical activity on the propagation of photorefractive solitons*, Opt. Commun. **132** (1996), 179.
- [41] http://www.ma.hw.ac.uk/~chris/scott_russell.html.
- [42] R. Meinel, G. Neugebauer, and H. Steudel, *Solitonen. Nichtlineare Strukturen*, Akademie-Verlag, Berlin, 1991.
- [43] R. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, *Self-trapping of optical beams*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 479.
- [44] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, *Spatial solitons in photorefractive media*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 923.
- [45] G. C. Duree, Jr., J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar, *Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 533.
- [46] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Di Porto, and A. Yariv, *Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994), 3211.

- [47] M. Morin, G. Duree, and G. Salamo, *Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons*, Opt. Lett. **20** (1995), 2066.
- [48] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw, *Dark and bright photovoltaic spatial solitons*, Phys. Rev. A **50** (1994), R4457.
- [49] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, *Observation of dark photovoltaic spatial solitons*, Phys. Rev. A **52** (1995), 3095.
- [50] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, E. Sharp, and A. Yariv, *Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 1978.
- [51] M. D. Iturbe Castillo, J. J. Sánchez-Mondragón, S. I. Stepanov, M. B. Klein, and B. A. Wechsler, *(1+1)-Dimension dark spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_6$ crystal*, Opt. Commun. **118** (1995), 515.
- [52] M. Mitchell, Z. Chen, M. Shih, and M. Segev, *Self-trapping of partially spatially incoherent light*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 490.
- [53] D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, M. Mitchell, and M. Segev, *Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 646.
- [54] K. Motzek, A. Stepken, F. Kaiser, M. R. Belić, M. Ahles, C. Weilmann, and C. Denz, *Dipole-mode vector solitons in anisotropic photorefractive media*, Opt. Commun. **197** (2001), 161.
- [55] M. Shih, M. Segev, and G. Salamo, *Three-dimensional spiraling of interacting spatial solitons*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 2551.
- [56] M. R. Belić, A. Stepken, and F. Kaiser, *Spiraling behavior of photorefractive screening solitons*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 544.
- [57] W. Królikowski, B. Luther-Davies, C. Denz, and T. Tschudi, *Annihilation of photorefractive solitons*, Opt. Lett. **23** (1998), 97.
- [58] S. Lan, E. DelRe, Z. Chen, M. Shih, and M. Segev, *Directional coupler with soliton-induced waveguides*, Opt. Lett. **24** (1999), 475.
- [59] D. Kip, C. Anastassiou, E. Eugenieva, D. Christodoulides, and M. Segev, *Transmission of images through highly nonlinear media by gradient-index lenses formed by incoherent solitons*, Opt. Lett. **26** (2001), 524.

- [60] M. Klotz, M. Crosser, A. Guo, M. Henry, G. J. Salamo, M. Segev, and G. L. Wood, *Fixing solitonic y junctions in photorefractive strontium-barium-niobat*, Appl. Phys. Lett. **79** (2001), 1423.
- [61] N. K. Efremidis, S. Sears, and D. N. Christodoulides, *Discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices*, Phys. Rev. E **66** (2002), 046602.
- [62] J. Petter, J. Schröder, D. Träger, and C. Denz, *Optical control of arrays of photorefractive screening solitons*, Opt. Lett. **28** (2003), 438.
- [63] D. Neshev, E. Ostrovskaya, Y. Kivshar, and W. Krolikowski, *Spatial solitons in optically induced gratings*, Opt. Lett. **28** (2003), 710.
- [64] J. W. Fleischer, M. Segev, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, *Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices*, Nature **422** (2003), 147.
- [65] A. D’Ercole, E. Palange, E. DelRe, A. Ciattoni, B. Crosignani, and A. J. Agranat, *Miniaturization and embedding of soliton-based electro-optically addressable photonic arrays*, Appl. Phys. Lett. **85** (2004), 2679.
- [66] S. Gatz and J. Herrmann, *Soliton propagation in materials with saturable nonlinearity*, J. Opt. Soc. Am. B **8** (1991), 2296.
- [67] B. Luther-Davies and X. Yang, *Waveguides and Y junctions formed in bulk media by using dark spatial solitons*, Opt. Lett. **17** (1992), 496.
- [68] B. Luther-Davies and X. Yang, *Steerable optical waveguides formed in self-defocusing media by using dark spatial solitons*, Opt. Lett. **17** (1992), 1755.
- [69] W. Królikowski, N. Akhmediev, B. Luther-Davies, and M. Cronin-Golomb, *Self-bending photorefractive solitons*, Phys. Rev. E **54** (1996), 5761.
- [70] G. Duree, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, and E. Sharp, *Dimensionality and size of photorefractive spatial solitons*, Opt. Lett. **19** (1994), 1195.
- [71] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho, *Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media*, J. Opt. Soc. Am. B **12** (1995), 1628.
- [72] K. D. Merboldt and W. Lauterborn, *High-speed holocinematography with acoustooptic light deflection*, Opt. Commun. **41** (1982), 233.
- [73] T. E. Carlsson, B. Nilsson, J. Gustafsson, and N. Abramson, *Practical system for time-resolved holographic interferometry*, Opt. Eng. **30** (1991), 1017.

- [74] M. J. Ehrlich, J. C. Stecknider, and J. Wagner, *System for time-resolved holography of fast events*, Appl. Opt. **31** (1992), 5947.
- [75] Z. Liu, G. J. Steckman, and D. Psaltis, *Holographic recording of fast phenomena*, Appl. Phys. Lett. **80** (2002), 731.
- [76] T. Tschudi, C. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, and K. Tanaka, *A study of high-power laser effects in dielectrics using multiframe picosecond holography*, J. Phys. D: Appl. Phys. **11** (1978), 177.
- [77] E. Weidner, G. Pauliat, and G. Roosen, *Wavefront buffer memory based interferometric camera with a photorefractive crystal as the active medium*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5** (2003), S524.
- [78] Y. Yang, A. Adibi, and D. Psaltis, *Comparison of transmission and the 90-degree holographic recording geometry*, Appl. Opt. **42** (2003), 3418.
- [79] H.-Y. S. Li and D. Psaltis, *Three dimensional holographic disks*, Appl. Opt. **33** (1994), 3764.
- [80] K. Buse, *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials*, Appl. Phys. B **64** (1997), 391.
- [81] A. I. Grachev, *Holographic recording in photorefractive crystals with nonstationary and nonlinear photoconductivity*, Phys. Solid State **41** (1999), 922.
- [82] S. R. Singh and D. N. Christodoulides, *Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions*, Opt. Commun. **118** (1995), 569.
- [83] A. A. Kamshilin, *Simultaneous recording of absorption and photorefractive gratings in photorefractive crystals*, Opt. Commun. **93** (1992), 350.
- [84] A. Kiessling, A. Rausch, V. Matusevich, and R. Kowarschik, *Self-focusing in a BaTiO₃ crystal without external electric fields*, 20th Congress of the International Commission for Optics, erscheint in Proc. SPIE **6027**.
- [85] E. Fazio, W. Ramadan, A. Belardini, A. Bosco, M. Bertolotti, A. Petris, and V. I. Vlad, *(2 + 1)-dimensional soliton formation in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals*, Phys. Rev. E **67** (2003), 026611.
- [86] E. Fazio, W. Ramadan, M. Bertolotti, A. Petris, and V. I. Vlad, *Complete characterization of (2+1)D soliton formation in photorefractive crystals with strong optical activity*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5** (2003), S119.

- [87] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons Inc., New York, 1993.
- [88] H. Kogelnik, *Coupled wave theory for thick hologram gratings*, Bell Syst. Tech. J. **48** (1969), 2909.
- [89] Y. Frauel, *Réseau de neurones auto-organisable tirant profit des interconnexions holographiques dynamiques inscrites dans un cristal photoréfractif*, Dissertation, Université de Paris-Sud, 1999.
- [90] E. Fazio, F. Mariani, M. Bertolotti, V. Babin, and V. Vlad, *Experimental demonstration of $(1+1)D$ self-confinement and breathing soliton-like propagation in photorefractive crystals with strong optical activity*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **3** (2001), 466.
- [91] S. Riehemann, F. Rickermann, V. V. Volkov, A. V. Egorysheva, and G. von Bally, *Optical and photorefractive characterization of BTO crystals doped with Cd, Ca, Ga and V*, J. Nonlin. Opt. Phys. Mat. **6** (1997), 235.
- [92] A. A. Kamshilin, H. Tuovinen, V. V. Prokofiev, and T. Jaaskelainen, *Coupling of mutually incoherent beams in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ fiber*, Opt. Commun. **109** (1994), 312.
- [93] G. Cedilnik, *Charakterisierung und Anwendung photorefraktiver Sillenit-Kristalle*, Dissertation, Physikalisch-Astronomische Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1999.
- [94] V. V. Prokofiev, J. P. Andreeta, C. J. de Lima, M. R. B. Andreeta, A. C. Hernandez, J. F. Carvalho, A. A. Kamshilin, and T. Jääskeläinen, *Growth of single-crystal photorefractive fibers of $Bi_{12}SiO_{20}$ and $Bi_{12}TiO_{20}$ by the laser-heated pedestal growth method*, J. Crystal Growth **137** (1994), 528.
- [95] E. Nippolainen, V. V. Prokofiev, A. A. Kamshilin, T. Jaaskelainen, G. Cedilnik, M. Esselbach, and A. Kiessling, *High two-wave-mixing gain in a $Bi_{12}SiO_{20}$ crystal at $\lambda = 633\text{ nm}$* , OSA Trends in Optics and Photonics **27**, *Advances in Photorefractive Effects, Materials, and Devices* (1999), 333.
- [96] O. V. Kobozev, S. M. Shandarov, A. A. Kamshilin, and V. V. Prokofiev, *Light-induced absorption in a $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **1** (1999), 442.

-
- [97] M. P. Georges and P. C. Lemaire, *Real-time holographic interferometry using sillenite photorefractive crystals. Study and optimization of a transportable set-up for quantified phase measurements on large objects*, Appl. Phys. B **68** (1999), 1073.
- [98] F. Rickermann, S. Riehemann, and G. von Bally, *Utilization of photorefractive crystals for holographic double-exposure interferometry with nanosecond laser pulses*, Opt. Commun. **155** (1998), 91.
- [99] L. Labrunie, G. Pauliat, J. C. Launay, S. Leidenbach, and G. Roosen, *Real-time double exposure holographic phase shifting interferometer using a photorefractive crystal*, Opt. Commun. **140** (1997), 119.
- [100] D. Tontchev, S. Zhikova, and M. Miteva, *Holographic interferometric microscope on the basis of a $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal*, Appl. Opt. **29** (1990), 4753.
- [101] N. Fressengeas, *Étude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation d'un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergences spatiale et temporelle vers un soliton*, Dissertation, Université de Metz, 1997.
- [102] D. Wolfersberger, *Étude expérimentale et théorique de l'auto-focalisation photoréfractive d'une impulsion laser pour application à la limitation optique*, Dissertation, Université de Metz, 1999.
- [103] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv, and G. Salamo, *Self-trapping of optical beams in photorefractive media*, J. Opt. Soc. Am. B **10** (1993), 446.
- [104] Y. Frauel, G. Pauliat, A. Villing, and G. Roosen, *High-capacity photorefractive neural network implementing a Kohonen topological map*, Appl. Opt. **40** (2001), 5162.
- [105] T. Kreis, *Holographic Interferometry: Principles and Methods*, Akademie Verlag Series in Optical Metrology, vol. 1, Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [106] E. Weidner, A. Kiessling, and R. Kowarschik, *Stable self-focused beams in a photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal*, Opt. Express **12** (2004), 4993.
- [107] E. Weidner, A. Kiessling, and R. Kowarschik, *Generation of quasi-steady and steady state photorefractive solitons in an optically active crystal*, OSA Trends in Optics and Photonics **99**, *Photorefractive Effects, Materials, and Devices* (2005), 511.

-
- [108] N. Korneev, *Current anisotropy influence on beam self-focusing in photorefractive materials*, J. Mod. Opt. **48** (2001), 751.
- [109] N. Korneev, P. A. Márquez Aguilar, J. J. Sánchez Mondragón, S. Stepanov, M. Klein, and B. Wechsler, *Anisotropy of steady-state two-dimensional lenses in photorefractive crystals with drift nonlinearity*, J. Mod. Opt. **43** (1996), 311.
- [110] P. A. Marquez Aguilar, J. J. Sanchez Mondragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh, *Transient self-bending of laser beams in photorefractive crystals with drift nonlinearity*, Phys. Rev. A **54** (1996), R2563.
- [111] M. Chauvet, V. Code, H. Maillotte, E. Fazio, and G. Salamo, *Large self-deflection of soliton beams in LiNbO₃*, Opt. Lett. **30** (2005), 1977.
- [112] K. Buse, *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods*, Appl. Phys. B **64** (1997), 273.
- [113] M. Georges, G. Pauliat, E. Weidner, S. Giet, C. Thizy, V. Scaufflaire, P. Lemaire, and G. Roosen, *Holographic interferometry with a 90° photorefractive crystal geometry*, OSA Trends in Optics and Photonics **87**, *Photorefractive Effects, Materials, and Devices* (2003), 511.
- [114] M. Georges, C. Thizy, P. Lemaire, G. Pauliat, G. Roosen, I. Alexeenko, G. Pedrini, S. Ryhon, N. Coates, R. Kelnberger, H. Schubach, and N. Rümmler, *Double-pulsed holographic interferometry with photorefractive crystals for vibration and shock analysis*, OSA Trends in Optics and Photonics **99**, *Photorefractive Effects, Materials, and Devices* (2005), 661.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 23. September 2005

Evelin Weidner

Danksagung

Ich möchte Prof. Richard Kowarschik für die Anregung zur Bearbeitung meines Promotionsthemas danken und dafür, meine Doktorarbeit betreut zu haben sowie für zahlreiche aufschlußreiche Gespräche und einige gemeinsam verbrachte Stunden im Labor.

Besonders danke ich auch Armin Kießling für die vielen fachlichen Diskussionen, die stets länger dauerten als gedacht, für die Geduld bei der Beantwortung all meiner Fragen und für den materiellen und ideellen Beistand in schwierigen experimentellen Situationen.

Ich bedanke mich ganz herzlich bei allen anderen Mitarbeitern des Instituts für die angenehme und freundliche Arbeitsatmosphäre. Besonders dankbar bin ich meinem Schreibtischnachbarn Dieter Wostl für seine stete Hilfsbereitschaft und Disponibilität.

Ganz besonders zu Dank verpflichtet bin ich auch den Mitarbeitern, Doktoranden und Gästen der Arbeitsgruppe „MANOLIA“ vom Laboratoire Charles Fabry in Orsay. Dank an Gérald Roosen für die herzliche Aufnahme in seiner Gruppe und seine Freundlichkeit, an Gilles Pauliat für seine wissenschaftliche Rigorosität, Unterstützung und seine stets für mich geöffnete Bürotür, und an die Doktoranden für ihre Freundschaft und dafür, daß die Zeit in Frankreich zu den reichsten Abschnitten in meinem Leben zählt.

Auch bei Delphine Wolfersberger und Nicolas Fressengeas vom Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes in Metz möchte ich mich bedanken für den Empfang in ihrem Institut und die sehr hilfreichen und motivierenden Gespräche.

Von ganzem Herzen danke ich Helene Brakhage für die gemeinsam verbrachte Zeit und ihre Begleitung durch schwierige Zeiten, die mir von unschätzbarem Wert sind.

Meiner Mutter und meiner Schwester Margret bin ich in Dankbarkeit verbunden für ihren Glauben an mich.

Für seinen Optimismus, die Freude, die Hoffnung und dafür, daß er immer für mich da ist, danke ich Antoine Godard.